

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Gérard CACHIER

THÈSE

EXCITATION PAR LASER D'ONDES ACOUSTIQUES DE VOLUME ET DE SURFACE

Soutenue le 29 juin 1970 devant la Commission d'Examen

A. KASTLER

Président

A. HERPIN

Y. LE CORRE

G. MAYER

} *Examineurs*

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Gérard CACHIER

THÈSE

EXCITATION PAR LASER D'ONDES ACOUSTIQUES DE VOLUME ET DE SURFACE

Soutenue le 29 juin 1970 devant la Commission d'Examen

A. KASTLER	<i>Président</i>
A. HERPIN	} <i>Examineurs</i>
Y. LE CORRE	
G. MAYER	



A mes parents



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550221_0002

Je voudrais exprimer ma reconnaissance envers les nombreuses personnes qui m'ont aidé à la réalisation de ce travail.

Le Professeur Y. Le Corre m'a accepté dans son laboratoire, m'a encouragé, m'a aidé à démarrer mes recherches ; c'est grâce à lui que j'ai pu faire un stage à Stanford.

Le Professeur Quate qui m'a guidé pendant cette année de stage a su effectuer efficacement ma formation de chercheur pendant mon séjour. Il a su me communiquer son enthousiasme pour les sujets abordés à Stanford, qui sont reportés au chapitre II de cette thèse. Ces travaux étaient faits, en collaboration avec J.F. Havlice, dont la gentillesse et la compréhension m'ont été d'un grand secours pendant tout mon séjour. Je dois beaucoup aux discussions que j'ai eues avec lui, ainsi qu'avec R.B. Thomson. Après mon départ de Stanford, le Professeur Quate a continué à me communiquer ses encouragements et ses conseils.

Le Professeur Mayer m'a guidé lors de la correction de cette thèse, et je lui sais gré de sa gentillesse et de son dévouement.

MM. Machorine et Vandenberghe ont poli tous les cristaux utilisés. Leur compétence et leur dévouement m'ont permis de faire chaque expérience dans un minimum de temps. M. Domergue m'a aidé efficacement durant les derniers mois.

Mme Arpin a tapé la thèse avec beaucoup de patience et de gentillesse. Toutes les autres personnes du laboratoire m'ont également aidé par leur travail et leurs conseils.

Le groupe du Professeur Dupeyrat m'a prêté un oscilloscope Tektronix 519, qui m'était indispensable pour réaliser les expériences avec le laser modulé.

Le Professeur Quate m'a donné des cristaux de LiNbO_3 lors de mon départ de Stanford.

TABLE DES MATIERES

	Pages
Introduction	5
I. L'effet Brillouin	9
1.1 La photoélasticité	9
1.2 Les ultrasons	10
1.3 L'effet Lucas-Biquard	12
1.4 L'effet Brillouin	13
1.5 Méthode de calcul utilisant les surfaces de dispersion	14
1.6 Application au calcul de l'effet Brillouin en transmission	19
1.7 Application au calcul de l'effet Brillouin en réflexion	23
1.8 Conclusion	24
II. Exemples d'application de l'effet Brillouin en géométrie colinéaire	25
2.1 L'effet Brillouin en géométrie colinéaire	25
2.2 Application au test d'inhomogénéités des cristaux de LiNbO_3	27
2.3 Visualisation de l'anisotropie acoustique de LiNbO_3	30
2.4 Microscope acoustique : théorie	32
2.5 Microscope acoustique : montage expérimental	36
III. Excitation d'ultrasons par effets électrostrictifs : Théorie	39
3.1 Electrostriction et photoélasticité	39
3.2 Excitation d'ultrasons par laser	40
3.3 Calcul par les surfaces de dispersion	41

	Pages
3.4 Figures de mérite	50
3.5 Pression de radiation	51
IV. Excitation d'ultrasons par effets d'échauffement :	
Théorie	53
4.1 Les équations thermoélastiques	53
4.2 Excitation d'ultrasons par échauffement harmonique d'une surface	54
4.3 Excitation résonnante en volume	58
4.4 Echauffement par laser modulé	59
4.5 Figures de mérite	61
V. Méthodes expérimentales pour les procédés électrostric- tifs et d'échauffement	67
5.1 Le laser	67
5.2 Le système hyperfréquence acoustique	69
5.3 Mise en évidence de l'amplification acoustique dans le quartz	69
5.4 Excitation d'ultrasons par mélange électrostric- tif colinéaire dans LiNbO_3	71
5.5 Excitation d'ultrasons par échauffement d'un film métallique	72
5.6 Excitation d'ultrasons dans les liquides absor- bants	73
5.7 Autres échos dans LiNbO_3	74
5.8 Comparaison des résultats	75
VI. Ondes de surface : théorie	77
6.1 Ondes de surface	77
6.2 Diffraction d'un laser	78
6.3 Excitation par échauffement laser	81
6.4 Diffraction laser non linéaire	87
VII. Ondes de surface : Méthodes expérimentales	93
7.1 Diffraction non linéaire d'un laser	93
Conclusion	97

INTRODUCTION

Les phénomènes de diffraction de la lumière par les ultrasons, connus sous le nom d'effet Brillouin, -d'après la thèse de Léon Brillouin en 1922⁽¹⁾- ont connu récemment un regain d'intérêt considérable. Ceci a été dû d'une part à l'avènement des lasers qui sont les sources lumineuses idéales pour ce genre de phénomènes.

L'emploi de l'effet Brillouin est maintenant général pour mesurer simplement les propriétés acoustiques des corps transparents -vitesse et atténuation des ultrasons : il suffit de mesurer la fréquence et la largeur de raie de la lumière diffusée par les phonons d'agitation thermique.

D'autre part l'arrivée des techniques acoustiques hyperfréquences -étendues jusqu'à 70 GHz- et des techniques d'ondes de surface ou ondes de Rayleigh- étendues au delà de 1 GHz- a permis de développer de nouvelles techniques optoélectroniques dont l'avenir semble assuré.

Utilisé conjointement avec ces techniques acoustiques hyperfréquences l'effet Brillouin permet aussi de tester finement le champ acoustique avec le laser à gaz, et en particulier les propriétés de phase de l'onde acoustique.

Toutefois les propriétés de vitesse de groupe sont moins faciles à évaluer et il existe un problème de savoir quelle sera la direction de propagation d'un mince pinceau laser à travers les plans d'onde acoustique. C'est ce que l'on tentera de calculer au chapitre I, en utilisant une théorie dérivée de la théorie de l'effet Borrmann des rayons X dans un cristal. Nous ne chercherons pas de confirmations expérimentales.

On se concentrera au chapitre II sur des exemples d'application qui sont particulièrement simples en géométrie colinéaire, c'est-à-dire quand on s'arrange pour avoir la lumière

diffractée colinéaire avec les ultrasons. En faisant usage de la biréfringence du cristal, cette géométrie peut être réalisée à des fréquences de quelques centaines de MHz, donc facilement accessibles.

On envisage le cas de cristaux inhomogènes -comme LiNbO_3 - en se demandant si l'on n'a pas là une méthode de dresser une carte des inhomogénéités de ces cristaux, dont on aurait tant besoin. Si l'on s'intéresse maintenant à des moyens de visualiser des faisceaux acoustiques -technique appelée "microscopie acoustique" quels seront les avantages que l'on tirera du montage colinéaire dans ce cas particulièrement important ?

L'introduction des lasers à rubis dans les expériences d'effet Brillouin a été faite par Chiao, Townes, Stoicheff⁽²⁾. Ils ont démontré que ce phénomène, faible en principe, peut être stimulé en présence de puissances laser suffisamment intenses, jusqu'à ce que la lumière diffractée soit du même ordre de grandeur que la lumière laser. Là est née l'idée d'utiliser la grande puissance des lasers pour exciter des ondes ultrasonores de forte amplitude, comme le suggérait la fracture du cristal sous l'impact laser.

Toutefois, la première émotion passée, les choses sont apparues plus compliquées- la fracture du cristal que l'on observait était loin d'être due à des puissances acoustiques gigantesques comme on le pensait d'abord. Dans les solides en particulier, Walder et Tang⁽³⁾ ont montré qu'avec un barreau de silice de 40 cm de long, et une puissance laser de 60MW/cm^2 , la puissance acoustique excitée n'excédait guère 1 mW. La puissance nécessaire à la production d'amplitudes acoustiques élevées à partir du bruit de fond thermique est proportionnelle à $\exp(g P L)$, où P est la puissance laser, L la longueur du cristal, g un coefficient caractéristique du matériau. Dans les solides, g est faible, et le produit $P.L$ requis pour une stimulation suffisante est prohibitif, -en puissance laser tolérable ainsi qu'en dimensions de cristaux disponibles.

C'est pourquoi on utilisera de préférence pour exciter des ultrasons une méthode de couplage électrostrictif^(27,28) de deux lasers à l'intérieur du cristal. Ce montage ressemble à la diffraction Brillouin d'un laser par les ultrasons, mais dans ce cas ce sont deux faisceaux laser qui produisent un faisceau acoustique, dans les mêmes conditions d'adaptation d'angles et de fréquences que pour l'effet Brillouin. Ce terme excitateur est la tension électrostrictive due au produit des deux champs laser.

Le chapitre III traite du calcul de la stimulation et du mélange électrostrictif, par des méthodes analogues à celles du chapitre I. Elles permettront d'autre part de répondre aux questions classiques : quel est l'effet de l'atténuation des ultrasons ? Comment peut-on choisir les matériaux, si notre objectif est de fabriquer des ultrasons avec le laser ?

Une autre solution⁽³⁵⁾ pour exciter des ondes acoustiques consiste à utiliser non pas les tensions électrostrictives, mais les déformations dues à la dilatation thermique lorsque le laser pénètre dans un milieu absorbant. La méthode est efficace dans des liquides colorés, et dans les métaux. Il est curieux de constater qu'une élévation de température de seulement 1°C produit une dilatation linéaire de 10^{-5} pour les solides -ce qui en terme d'ultrasons représente des puissances très importantes-. Le seuil de rupture est aux environs de 10^{-3} .

Si l'on module le laser à une fréquence ω pour engendrer ainsi des ultrasons à la même fréquence par échauffement harmonique, quelle sera la puissance acoustique engendrée dans le cas des métaux ou des liquides absorbants ?

D'autre part, compte-tenu de la température de fusion ou d'ébullition que l'on ne saurait dépasser sous peine de phénomènes irréversibles, quelle est la puissance acoustique maximum que l'on peut obtenir ? Et comment peut-on comparer les matériaux usuels à partir de ces critères ? Tels sont les problèmes abordés au chapitre IV.

Le chapitre V décrit quatre principaux montages expérimentaux relatifs à l'excitation d'ultrasons à partir du laser.

On utilisera par exemple la géométrie colinéaire dans le niobate de lithium pour utiliser commodément les effets électrostrictifs et engendrer des ultrasons longitudinaux ou transversaux sur toute la longueur du cristal. Mais un montage très simple sera aussi possible en utilisant l'échauffement d'un film mince d'Or résonnant déposé sur un cristal. On décrira le rendement comparé des différentes opérations.

Récemment, les ondes acoustiques de surface ont pris un développement considérable et ont pu être utilisées avec encore plus de possibilités que les ondes de volume. Elles sont excitées habituellement sur des matériaux piézoélectriques par des peignes métalliques, la distance entre deux dents étant $\lambda/2$.

A partir d'un laser, il est possible évidemment d'utiliser l'échauffement périodique de surface⁽⁴⁸⁾, pour produire des ondes de Rayleigh par dilatation thermique. La méthode est particulièrement commode sur des métaux.

Quelle est l'amplitude des mouvements de surface ainsi excités à partir d'un laser modulé dans l'espace et dans le temps ? De plus, ne serait-il pas possible de faire la détection optique de ces ondes de surface avec le laser excitateur comme source lumineuse, créant ainsi une diffraction laser non linéaire ? Ce sont les questions envisagées au chapitre VI.

Le chapitre VII montre une réalisation expérimentale simple des principes établis en VI, dont le but sera de vérifier quantitativement les prévisions.

I. L'EFFET BRILLOUIN

Nous allons présenter dans ce chapitre quelques principes généraux expliquant le mécanisme physique de l'effet Brillouin, puis nous allons formuler une théorie de l'effet Brillouin utilisant les surfaces de dispersion, et dérivée des méthodes de calcul de l'effet Borrmann. Elle nous permettra d'approcher les phénomènes de propagation du laser à travers les ultrasons, en mettant en évidence le trajet d'un pinceau lumineux.

1.1. La photoélasticité

L'action des ultrasons sur la lumière, dans un milieu transparent fini, a lieu par 2 mécanismes.

- les mouvements de surface du solide, dus aux mouvements élastiques, induisent une modification de phase de l'onde optique du fait de l'indice de réfraction $n > 1$.

- à l'intérieur, les déformations associées aux ultrasons induisent des modifications de la constante diélectrique : c'est le phénomène de photoélasticité. Intuitivement, il s'explique par le fait qu'une déformation, c'est-à-dire un changement local de densité, entraîne une modification du nombre d'éléments polarisables par unité de volume, donc de la polarisabilité, c'est-à-dire de l'indice de réfraction. Ce modèle, valable dans le cas des gaz et des liquides, permet le calcul de la constante de proportionnalité reliant l'indice à la déformation. La constante photoélastique p est :

$$\Delta\left(\frac{1}{\epsilon}\right) = p S \quad (1.1.1.)$$

ou

$$\frac{\Delta n}{n} = - \frac{1}{2} p n^2 S \quad (1.1.2.)$$

S = déformation

$\epsilon = n^2$ = constante diélectrique

Dans le cas des solides, la constante photoélastique devient un tenseur photoélastique du 4^o ordre, dont les coefficients peuvent être calculés d'après les dérivées de la polarisabilité électronique qui déterminent l'intensité de la diffusion Raman du 1^o ordre⁽⁴⁾

$$\Delta\left(\frac{1}{\epsilon}\right)_{ij} = p_{ijkl} S_{kl} \quad (1.1.3)$$

S_{kl} = déformation

ϵ_{ij} = tenseur diélectrique

La symétrie du tenseur $\langle\langle \overline{p} \rangle\rangle$ est facilement déterminée pour chaque classe cristalline⁽⁵⁾ ; les valeurs exactes des constantes p_{ijkl} non nulles peuvent être mesurées par diverses techniques, et ont été publiées pour la plupart des solides^(6,7), et des liquides⁽⁸⁾. Elles dépendent évidemment de la fréquence optique à laquelle on fait la mesure, mais elles n'offrent aucune dispersion en fonction de la fréquence des ultrasons associés aux déformations S_{kl} , et ce au moins jusque vers 10^{10} Hz.

1.2. L'onde acoustique.

Considérons des déformations élastiques se propageant dans un cristal. Les équations du mouvement sont, pour un milieu infini :

$$\nabla \cdot \langle\overline{T}\rangle = m \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \quad (1.2.1)$$

$$\nabla_s \cdot \vec{v} = \frac{\partial}{\partial t} \langle\overline{S}\rangle$$

$\langle\overline{T}\rangle = \langle\langle \overline{c} \rangle\rangle \langle\overline{S}\rangle$ = tension

$\langle\overline{S}\rangle = \nabla \cdot \vec{u}$ = déformation

$\vec{v} = \frac{\partial \vec{u}}{\partial t}$ = vitesse des particules

$\vec{u}$ = déplacement des particules

$\langle\overline{c}\rangle$ = tenseur élastique

Pour une onde plane monochromatique, c'est-à-dire une solution de la forme

$$\exp i (\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})$$

On trouve une vitesse de propagation

$$v = \sqrt{c/\rho}$$

c = constante élastique

ρ = densité

où la constante élastique c dépend de la symétrie du cristal et de la nature de l'onde -longitudinale ou transverse⁽⁵⁾. Du fait de l'anisotropie du cristal, on trouve de plus que l'onde se propage avec une vitesse de groupe faisant un angle fini avec le vecteur d'onde. De plus si, lors du processus d'excitation des ultrasons, l'on excite une vibration qui n'est pas un mode normal, différentes ondes acoustiques sont excitées, se propageant avec des vitesses différentes. Ces différents phénomènes ne changent pas fondamentalement l'état des choses dans les cas qui nous intéressent, et nous les laisserons de côté.

Une quantité utile pour la suite est la puissance acoustique associée à une déformation ou une tension données dans le mode acoustique considéré à la fréquence ω . Elle vaut :

$$P = \frac{1}{2} \quad v^3 S^2 = \frac{1}{2} \frac{T^2}{Z} \quad (1.2.2)$$

S = déformation

T = tension

v = vitesse des ultrasons

ρ = densité

$Z = \rho v$ = impédance acoustique

1.3. L'effet Lucas-Biquard

Le cas le plus simple de l'interaction lumière-ultrasons est représenté fig. 1.1. L'onde acoustique se propage dans une lame à faces parallèles, et l'action des ultrasons est une modification périodique de l'indice de réfraction. Ceci reste vrai tant qu'on néglige les phénomènes de diffraction à l'intérieur du cristal, c'est-à-dire :

$$(\text{angle de diffraction}) \times W < \Lambda$$

soit

$$\frac{\lambda_n}{\Lambda^2} W < 1 \quad (1.3.1)$$

λ_n = longueur d'onde optique dans le solide

Λ = longueur d'onde acoustique

W = largeur du faisceau acoustique.

Le résultat est, à la sortie, une onde modulée en phase périodiquement. La décomposition en ondes planes donne des ordres de diffraction comme dans le cas d'un réseau, qui font avec le faisceau principal un angle :

$$\theta = \lambda / \Lambda$$

λ = longueur d'onde optique dans l'air

Λ = longueur d'onde acoustique.

et l'intensité dans le 1^o ordre de diffraction est, par rapport au laser :

$$\frac{I_1}{I_0} = J_1^2 \left[\frac{\Delta n}{n} k_n W \right] \quad (1.3.3)$$

$$k_n = 2\pi / \lambda_n$$

J = fonction de Bessel

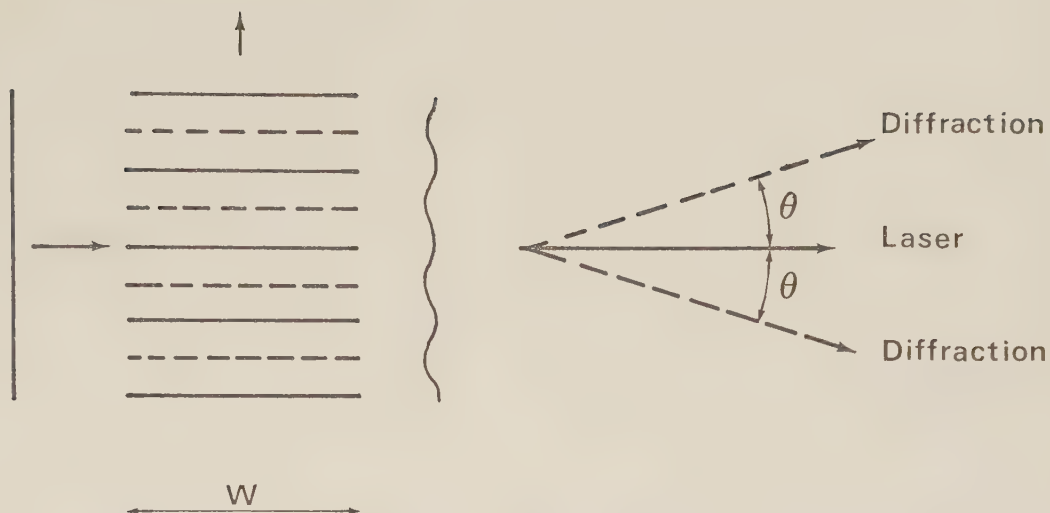


Fig. 1.1 - L'effet Lucas-Biquard

Les ultrasons agissent comme modulation de phase de la lumière, et la diffraction est analogue à celle d'un réseau.

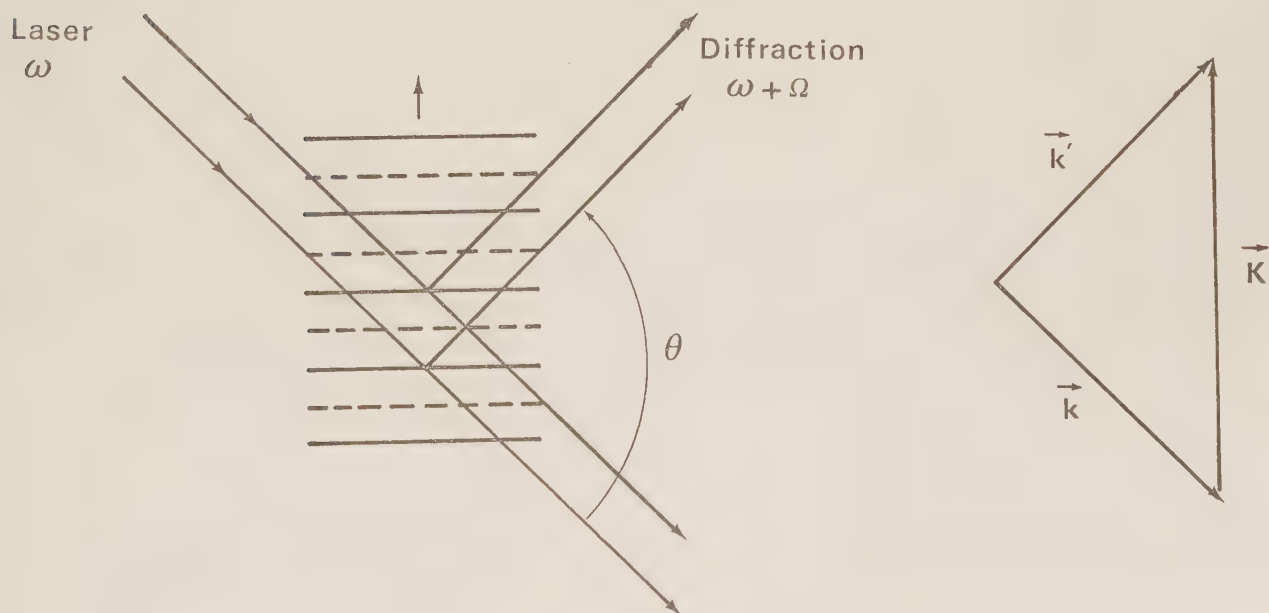


Fig. 1.2. L'effet Brillouin.

La lumière est réfléchiée sélectivement sur les plans d'onde acoustiques qui agissent comme une série de miroirs se déplaçant à la vitesse du son.

Soit, d'après (1.1.2) et (1.2.2)

$$\frac{I_1}{I_0} = \frac{1}{8} \frac{p^2 n^6}{\rho v^3} W^2 k^2 P \quad (1.3.4)$$

P = puissance ultrasonore

toujours sous réserve que $\frac{\lambda}{n\Lambda^2} W < .1$

1.4. L'effet Brillouin

L'effet Brillouin^(1,9) est, comme l'effet Lucas-Biquard, la diffraction de la lumière par les ultrasons. Mais il correspond à l'approximation inverse de la précédente : on suppose maintenant que les phénomènes de diffraction de la lumière sont très importants à l'intérieur même du volume d'interaction, c'est-à-dire que la longueur d'onde des ultrasons est maintenant très petite.

$$\frac{\lambda_n W}{\Lambda^2} \gg 1 \quad (1.4.1)$$

L'interaction est décrite dans ce cas comme une réflexion de la lumière sur les plans d'onde acoustiques, appelée réflexion de Bragg par analogie avec la réflexion des rayons X sur les plans réticulaires d'un cristal. (Fig. 1.2.). La condition de réflexion est :

$$\frac{\lambda}{n} = 2\Lambda \sin \frac{\theta}{2} \quad (1.4.2)$$

θ = angle de diffraction

Le mouvement des ultrasons induit un effet Doppler sur la lumière diffractée, c'est-à-dire

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = 2 n \frac{v}{c} \sin \theta/2$$

Soit, d'après (1.4.2)

$$\Delta\omega = \Omega \quad \text{fréquence acoustique} \quad (1.4.3)$$

Il est plus commode pour le calcul d'exprimer les relations (1.4.2) et (1.4.3) sous la forme (fig. 1.2)

$$\vec{k}_2 = \vec{k}_1 + \vec{K} \quad (1.4.4)$$

$$\omega_2 = \omega_1 + \Omega$$

où les indices 1 et 2 se rapportent aux faisceaux laser incident et diffractés, $\vec{K}$ et Ω aux ultrasons.

L'effet Brillouin apparaît alors sous un aspect quantique comme une interaction photon-phonon :

$$\text{photon 2} = \text{photon 1} + \text{phonon}$$

1.5. Méthode de calcul de l'effet Brillouin utilisant les surfaces de dispersion.

L'effet Brillouin est en général calculé à partir du modèle d'interaction paramétrique à 3 ondes⁽⁹⁾ : les ondes laser $(\omega_1, \vec{k}_1)$ et $(\omega_2, \vec{k}_2)$ et l'onde acoustique $(\Omega, \vec{K})$. Cette méthode fournit facilement l'intensité diffractée, son spectre, et sa diffusion angulaire. Toutefois, pour mettre en évidence les phénomènes qui se passent à l'intérieur de la zone d'interaction, il est préférable d'utiliser un modèle tiré de la théorie dynamique de la diffraction des Rayons X par un cristal^(10,11). Comme pour l'effet Borrmann, cette méthode fournit la répartition de l'énergie et sa direction de propagation à l'intérieur du cristal^(12 à 16)

a. Equations générales

Les équations de propagation dans le solide sont, pour l'onde acoustique :

$$\nabla \cdot \langle \vec{T} \rangle = m \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} \quad (1.5.1)$$

$$\nabla_S \cdot \vec{u} = \langle \langle \vec{s} \rangle \rangle \cdot \langle \vec{T} \rangle$$

et pour l'onde laser :

$$\nabla_{\Lambda} \vec{E} = \langle \vec{\mu} \rangle \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$$

$$\nabla_{\Lambda} \vec{H} = \langle \vec{\epsilon} \rangle \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.5.2)$$

En présence de couplage photoélastique, l'équation de propagation de l'onde acoustique reste inchangée tant que l'on suppose la densité d'énergie laser faible devant la densité d'énergie acoustique. Cette équation est, d'après (1.5.1)

$$\frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} - c \nabla^2 \vec{u} = 0 \quad (1.5.3)$$

L'onde laser, elle, est modifiée par la modulation de la constante diélectrique

$$\Delta \epsilon = - \epsilon^2 p S \quad (1.5.4)$$

D'après (1.5.2) et (1.5.4)

$$\nabla_{\Lambda} \nabla_{\Lambda} \vec{E} - \frac{\epsilon}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = - \frac{\epsilon^2}{\epsilon_0^2 c^2} p \frac{\partial}{\partial t} (S \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}) \quad (1.5.5)$$

Le 2^o membre de (1.5.5) est le terme de couplage non linéaire, proportionnel à $S \cdot E$. Si donc l'on cherche pour S et E des solutions harmoniques, il sera nécessaire dans (1.5.5) d'avoir E sous la forme d'une somme de 2 termes harmoniques. Ainsi le mélange de fréquences dû au terme non linéaire ramènera le synchronisme. On retrouve là l'existence de deux ondes laser -incident et diffracté-. Les trois solutions sont de la forme :

$$E \exp i (\omega t - \vec{K} \cdot \vec{r})$$

$$E' \exp i (\omega' t - \vec{K}' \cdot \vec{r}) \quad (1.5.6)$$

$$S \exp i (\Omega t - \vec{K} \cdot \vec{r})$$

où les grandeurs ω , ω' , Ω , $\vec{k}$, $\vec{k}'$, $\vec{K}$, $\vec{E}$, $\vec{E}'$, $\vec{S}$, sont complexes de même que les constantes élastiques $\langle\langle \frac{1}{c} \rangle\rangle$, et diélectriques $\frac{1}{\epsilon}$.

Les conditions de synchronisme de (1.5.5) s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} \text{Re}(\vec{k}) &= \text{Re}(\vec{k}') + \text{Re}(\vec{K}) \\ \text{Re}(\omega) &= \text{Re}(\omega') + \text{Re}(\Omega) \end{aligned} \quad (1.5.7)$$

Introduisant les solutions (1.5.6) dans (1.5.5), il vient :

$$\left| \begin{aligned} k^2 E_i - k_i (\vec{k} \cdot \vec{E}) - \frac{\omega^2}{\epsilon_0^2 c^2} \epsilon_{ij} E_j &= - \frac{\epsilon_{ij}}{\epsilon_0^2 c^2} \omega \omega' p_{ijkl} E'_j S_{kl} \\ \vec{k} &= \vec{K} + \vec{k}' \quad , \quad \omega = \Omega + \omega' \end{aligned} \right. \quad (1.5.8)$$

$$\left| \begin{aligned} k'^2 E'_i - k'_i (\vec{k}' \cdot \vec{E}') - \frac{\omega'^2}{\epsilon_0^2 c^2} \epsilon'_{ij} E'_j &= \frac{\epsilon_{ij}}{\epsilon_0^2 c^2} \omega \omega' p_{ijkl} E_j S_{kl}^* \\ \vec{k} &= \vec{K}^* + \vec{k}' \quad , \quad \omega = \Omega^* + \omega' \end{aligned} \right. \quad (1.5.9)$$

Les astérix dénotent les complexes conjugués.

Il vient, en multipliant (1.5.8) par k_i et en sommant sur i

$$\vec{k} \cdot \vec{E} = - \frac{\epsilon}{\epsilon_0} p_{ijkl} E'_j S_{kl} k_i$$

Si l'on suppose de plus $|k| \sim |k'|$ et $\omega \sim \omega'$ -ce qui est une très bonne approximation dans un milieu isotrope-. Il vient :

$$\begin{aligned} (k^2 - \frac{\omega^2 \epsilon}{c^2}) E_i &= - \frac{\epsilon^2 \omega^2}{\epsilon_0^2 c^2} p_{ijkl} E_j S_{kl} \\ (k'^2 - \frac{\omega'^2 \epsilon}{c^2}) E'_j &= \frac{\epsilon^2 \omega^2}{\epsilon_0^2 c^2} p_{ijkl} E_j S_{kl} \end{aligned} \quad (1.5.10)$$

Les équations (1.5.10) décrivent la propagation des ondes laser E_i et E_j modifiées par un terme de couplage faible, proportionnel à la déformation élastique S_{kl} . En dehors des conditions de synchronisme (1.5.7), ce couplage est pratiquement nul, et les ondes laser se propagent alors de façon indépendante, avec des vecteurs d'onde $\vec{q}$ et $\vec{q}'$

$$|\vec{q}| = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}} \quad |\vec{q}'| = \frac{\omega'}{c} \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}}$$

Nous supposerons partout les fréquences réelles, c'est-à-dire les phénomènes stationnaires. A l'intérieur de la zone d'interaction on aura des modes forcés, où l'amplitude de l'onde a une valeur fixée sur une surface de discontinuité. Si l'on suppose de plus que le milieu est optiquement transparent, q et q' sont réels.

b. Coefficient de couplage des ondes laser

On peut alors tirer de (1.5.10) une équation en k et k' à coefficients tous réels :

$$(k^2 - q^2) (k'^2 - q'^2) = G^2 q^2 q'^2 \quad (1.5.11)$$

$$G = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} p_{ijkl} S_{kl}$$

G^2 est ici un facteur de couplage sans dimension, proportionnel à la densité d'énergie acoustique par unité de volume. Il représente la variation relative de la constante diélectrique produite par la photoélasticité.

$$G^2 = \left(\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} \right)^2 = \chi^2 W_{ac}$$

où

(1.5.12)

$$\chi^2 = \frac{2}{\rho V^3} \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0} p \right)^2$$

χ est une susceptibilité du solide.

c. Surface de dispersion des ondes laser

Si l'on se rappelle maintenant la condition de synchronisme

$$\vec{k} - \vec{k}' = \vec{K} = \text{constante}$$

l'équation (1.5.11) représente, dans la limite $G \rightarrow 0$, une surface décrite par $\vec{k}$ et $\vec{k}'$ qui est composée de 2 sphères centrées en O et H, tels que $\vec{OH} = \vec{K}$. Ces 2 sphères se croisent au point de Lorentz L_0 (fig. 1.3). Cette surface de dispersion peut être utilisée pour étudier les phénomènes en présence de couplage $G \ll 1$ - ce qui est réalisé avec les puissances acoustiques habituelles où G ne dépasse guère 10^{-4} . L'interaction qui a lieu dans ce cas intéresse la région voisine de l'un des points de Lorentz- lorsque l'affixe du vecteur d'onde réfracté aboutit dans cette région. Dans le plan d'incidence, les cercles se séparent et la courbe de dispersion près du point

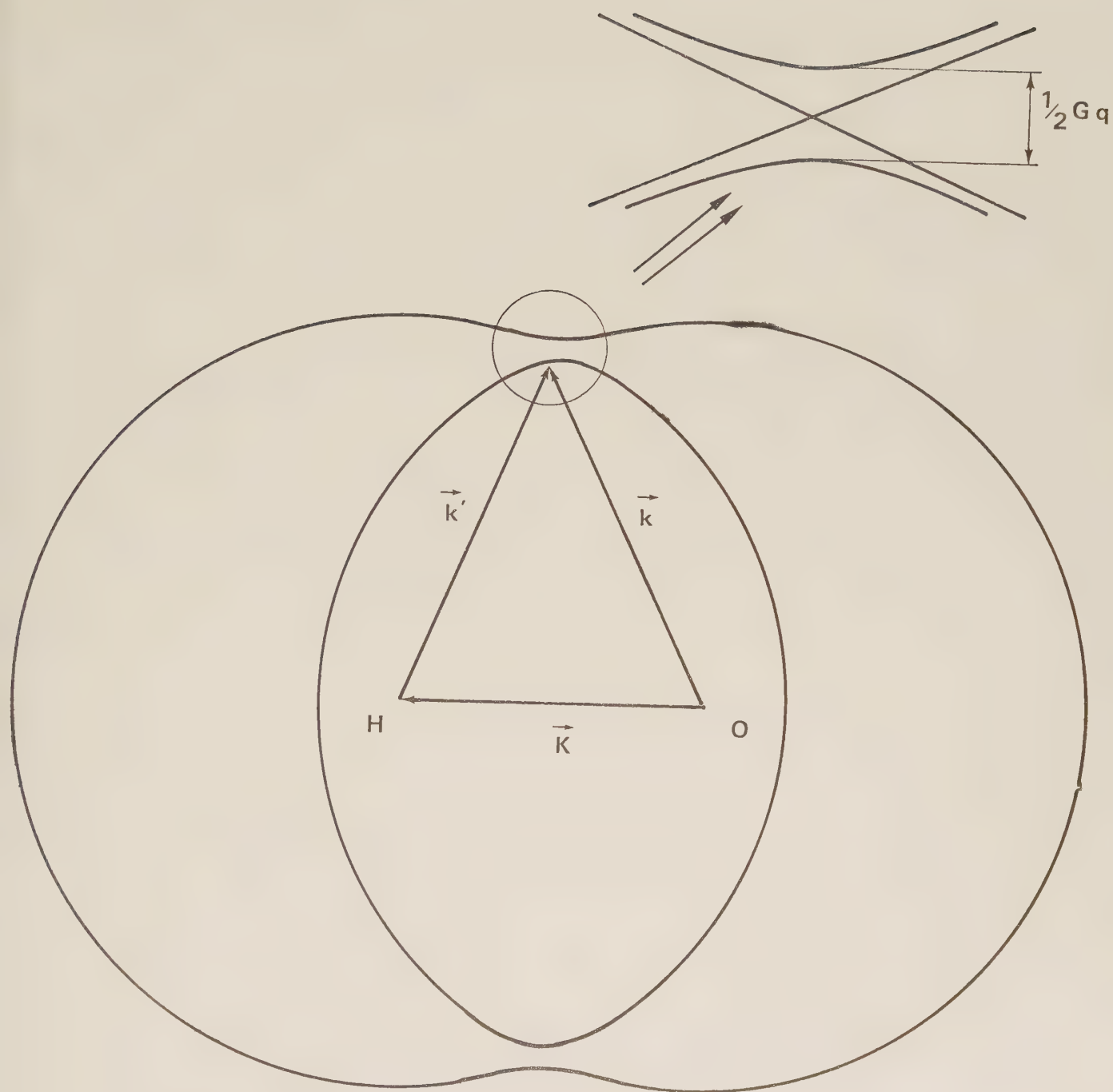


Fig. 1.3. Surfaces de dispersion des ondes laser dans un champ hypersonore. Le couplage sépare les 2 cercles d'une quantité $\frac{1}{2} Gq$.

de Lorentz peut être assimilée à l'hyperbole (fig. 1.3)

$$(\delta \vec{k})_{\vec{q}} \cdot (\delta \vec{k}')_{\vec{q}'} = \frac{G^2}{4} q q' \quad (1.5.13)$$

où $(\delta \vec{k})_{\vec{q}}$ représente la projection du $\delta \vec{k} = \vec{k} - \vec{q}$ sur $\vec{q}$. Il sera désormais noté δk . La séparation des 2 cercles est la distance entre les sommets de l'hyperbole : $\frac{1}{2} qG$

En chaque point de la courbe de dispersion, on connaît les grandeurs et les phases relatives de E et E', à partir de (1.5.10)

$$\frac{E'}{E} = - \frac{\epsilon^2 \omega^2 p_{ijkl}}{\epsilon_0 c^2 S_{kl}} \frac{\delta k}{q}$$

On remarque d'ailleurs que ces relations entraînent :

$$\frac{\delta k}{\delta k'} \frac{E' E'^*}{E E^*} = \frac{\omega'}{\omega}$$

Si l'on se place aux sommets de l'hyperbole, on a : $\delta k = \delta k'$, -et il vient :

$$\frac{E' E'^*}{E E^*} = \frac{\omega'}{\omega}$$

On reconnaît une relation de Manley Rowe.

1.6. Application au calcul de l'effet Brillouin en transmission

On considère maintenant un volume d'interaction fini limité par des surfaces planes. La constante diélectrique ϵ sera supposée la même à l'intérieur et à l'extérieur de ce volume.

Il conviendra alors de considérer 2 cas suivant le type de conditions aux limites :

Si le vecteur d'ondes $\vec{K}$ est parallèle à la surface plane

limitant la région d'interaction -ou plus généralement si la normale $\vec{n}$ à ce plan est située dans les zones Nord-Sud de la courbe de dispersion (fig. 1.4 a) on dira que l'on est dans le cas "transmission" de la lumière à travers les ultrasons. Le cas contraire (fig. 1.4 b) correspond au cas de la "réflexion" de la lumière sur les ultrasons.

a. Mécanisme pendulaire d'interaction

Les conditions aux limites imposent, comme dans tous les problèmes d'optique et d'optique non linéaire⁽¹⁷⁾, la continuité de la composante tangentielle de la somme des vecteurs d'onde lors de la traversée de la surface. Autrement dit, si seul le laser ($\vec{k}_0$) est incident sur la surface, le champ diffracté ($\vec{k}'$) devra avoir son extrémité sur une parallèle à la normale $\vec{n}$ au plan passant par l'extrémité de $\vec{k}_0$ (fig. 1.5).

On voit immédiatement que les points M_1 et M_2 associés aux intersections de cette droite avec l'hyperbole définissent quatre vecteurs $\vec{k}_1$ $\vec{k}_2$ $\vec{k}'_1$ $\vec{k}'_2$ où $\vec{k}'_1$ $\vec{k}'_2$ sont les deux champs laser diffractés, $\vec{k}_1$ $\vec{k}_2$ les champs laser réfractés à travers la surface de discontinuité

Dans le cas où le faisceau acoustique est limité par deux plans parallèles à $\vec{K}$, l'écart à l'incidence de Bragg est défini par :

$$\Delta\theta = \frac{L_c L}{q} \quad (1.6.1)$$

On calcule alors aisément les facteurs géométriques définis sur la figure 1.5

$$L M = q \left[\Delta\theta \sin\theta + \sqrt{\frac{G^2}{4 \cos^2\theta} + (\Delta\theta)^2 \sin^2\theta} \right] \quad (1.6.2)$$

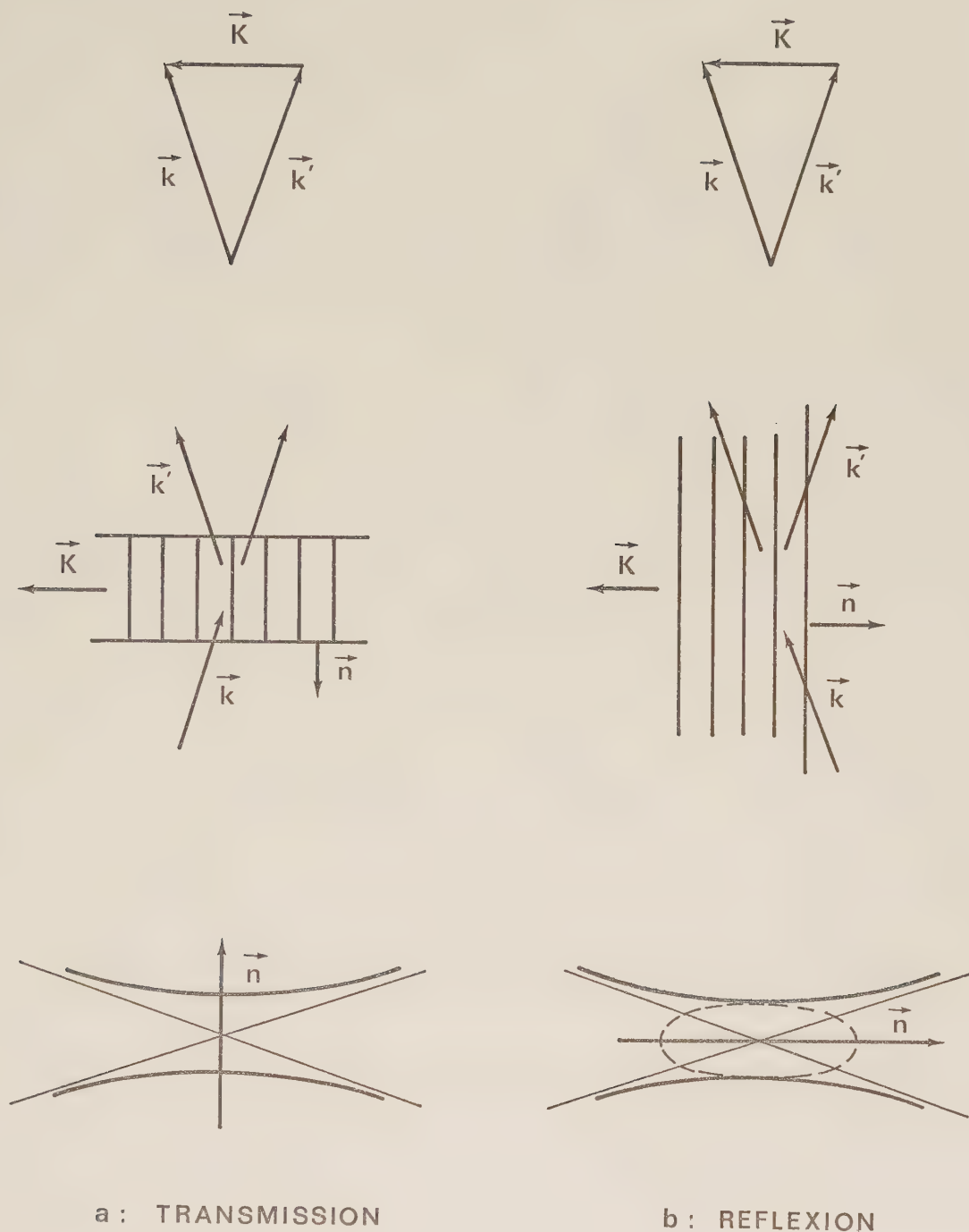


Fig. 1.4. Effets Brillouin en transmission et en réflexion. Les 2 cas diffèrent par l'orientation de la surface du cristal par rapport au vecteurs d'onde $\vec{K}$, $\vec{k}$, $\vec{k}'$.

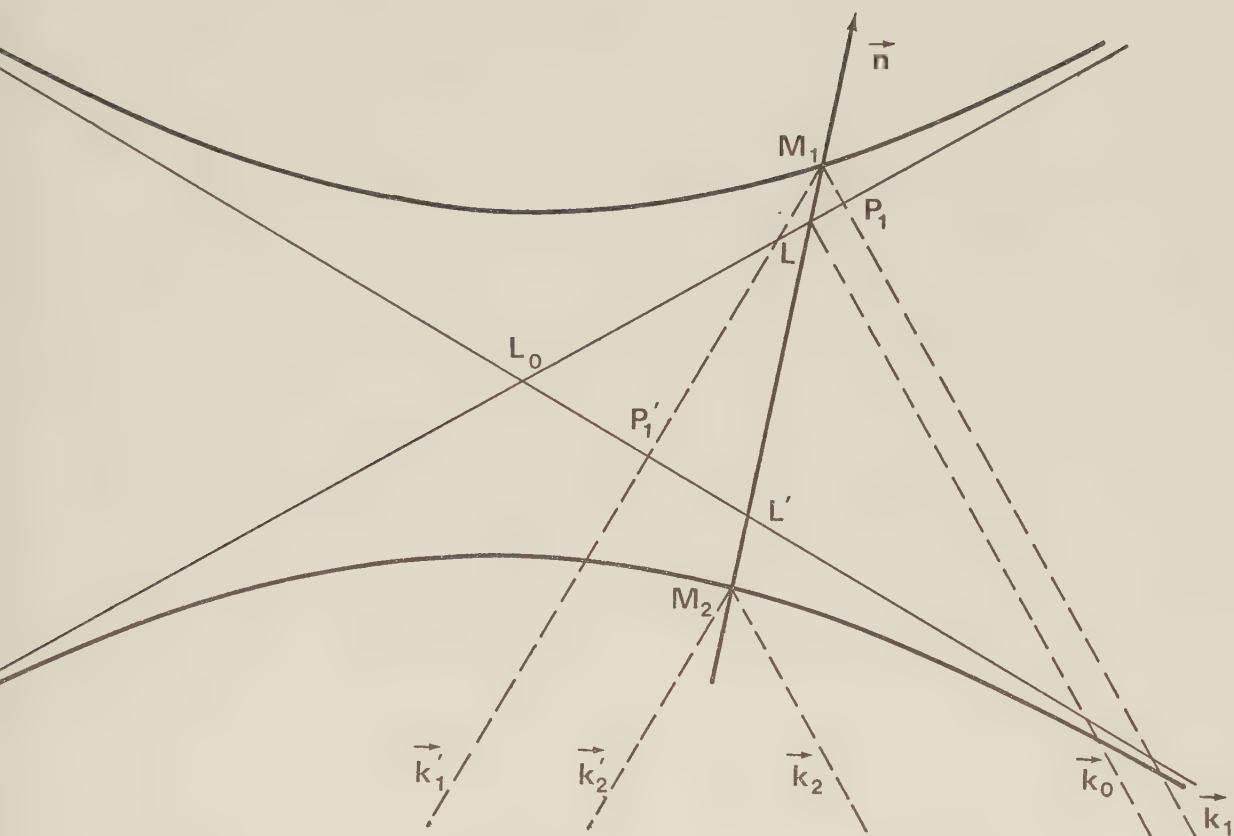


Fig. 1.5. Construction des ondes réfractées et réfléchies pour l'effet Brillouin en transmission. Les intersections de la courbe de dispersion avec la normale $\vec{n}$ à la surface de discontinuité sont réelles.

Les champs d'onde à l'intérieur de la zone d'interaction sont modifiés par

$$\exp(-i r \cdot \delta k) = \exp(-i r \cdot P_1 M_1)$$

D'où, d'après (1.6.2), la modification pour E_1' , et E_2 ,

$$\begin{aligned} A' &= \exp i \frac{q \ell'}{2} (\Delta \theta \sin 2\theta \pm \sqrt{G^2 + (\Delta \theta)^2 \sin^2 2\theta}) \\ A &= \exp i \frac{q \ell}{2} (-\Delta \theta \sin 2\theta \pm \sqrt{G^2 + (\Delta \theta)^2 \sin^2 2\theta}) \end{aligned} \quad (1.6.3)$$

où les longueurs ℓ et ℓ' sont mesurées suivant les directions des vecteurs d'onde réfractés et réfléchis.

Les vecteurs d'onde font avec $\vec{q}$ et $\vec{q}'$ un angle :

$$\delta \theta_1 = \Delta \theta \left| \cos^2 \theta \pm \frac{1}{2} \operatorname{tg} \theta \sqrt{G^2 + (\Delta \theta)^2 \sin^2 2\theta} \right|$$

Les exponentielles imaginaires (1.6.3) signifient que l'on est en présence d'un phénomène périodique, ou "mécanisme pendulaire d'interaction" suivant la terminologie utilisée en effet Borrmann. Il provient du mécanisme d'interférence entre les deux champs d'ondes définis par les points M_1 et M_2 (fig. 1.5). Cette période d'interaction est :

$$L(\Delta \theta) = \frac{2\pi}{M_1 M_2} \frac{\pi \cos \theta}{q \sqrt{G^2 + (\Delta \theta)^2 \sin^2 2\theta}}$$

et devient, dans les conditions de Bragg :

$$L(0) = \frac{\pi \cos \theta}{q G} = \frac{1}{2G} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2\Lambda}\right)^2}$$

où λ et Λ sont les longueurs d'onde laser et acoustique.

On calcule l'intensité des champs d'onde 1 et 2 en supposant que l'onde laser n'est pas réfléchi à la surface

limite du faisceau hypersonore. On trouvera dans les théories de l'effet Borrmann⁽¹¹⁾ l'expression des amplitudes des champs en fonction de l'écart $\Delta\theta$ à l'incidence de Bragg. Les résultats sont représentés fig. 1.6.

b. Trajet de l'énergie

Il a été montré⁽¹¹⁾ que le flux de l'énergie totale est le vecteur de Poynting

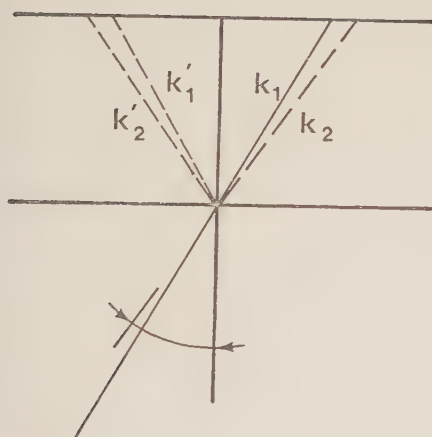
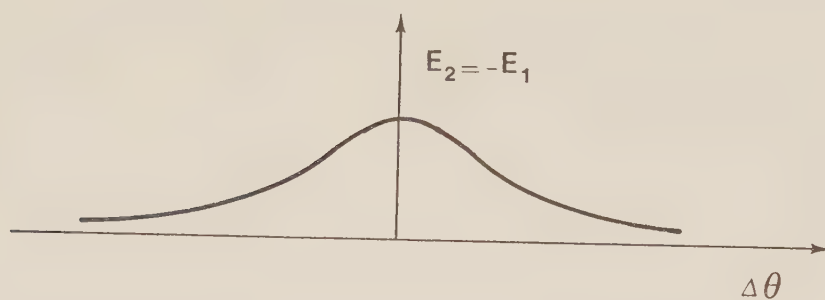
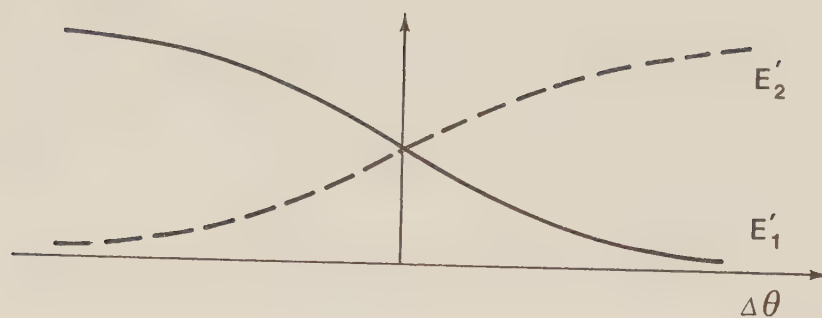
$$\vec{S} = \vec{S}_1 + \vec{S}_2 + \vec{S}_{12}$$

$\vec{S}_1$ et $\vec{S}_2$ sont les vecteurs de Poynting des champs 1 et 2 seuls, et sont normaux à la surface de dispersion respectivement en M_1 et M_2 . S_{12} exprime l'interférence entre les deux champs d'onde. Il en résulte que $\vec{S}$ oscille autour de la direction moyenne $\vec{S}_1 + \vec{S}_2$. Cette direction moyenne est fonction de $\Delta\theta$ (fig. 1.7).

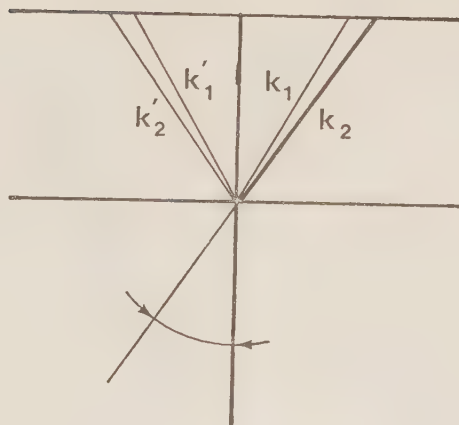
c. Diffraction d'un pinceau lumineux

Borrmann⁽¹⁰⁾ a montré que les champs d'onde 1 et 2 se propagent indépendamment si la largeur du faisceau est inférieure à la période $L(\Delta\theta)$, ce qui est généralement le cas. Une valeur typique pour L est 10 cm pour une puissance ultrasonore inférieure à 1 W/cm^2 . Cette longueur L détermine aussi la largeur des champs d'onde laser 1 et 2 à l'intérieur de la zone d'interaction.

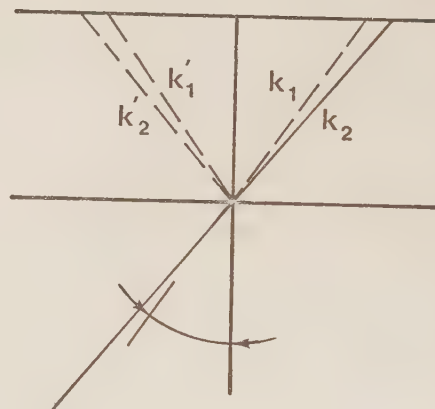
Les rayons se propagent respectivement selon $\vec{S}_1$ et $\vec{S}_2$ (fig. 1.8), -normalement à la surface de dispersion. Leur épaisseur est L . A la sortie du cristal, si l'on a affaire à une lame à faces parallèles, chacun des champs d'onde 1 et 2 se divise en un champ $\vec{E}$ (direction $\vec{k}$) et un champ $\vec{E}'$ (direction $\vec{k}'$) - c'est-à-dire en un champ réfracté et un champ réfléchi. C'est le phénomène de quadruple réfraction, qui pourrait être observé avec des puissances acoustiques de 10 W/cm^2 sur des dimensions de l'ordre du cm.



$\Delta\theta < 0$



$\Delta\theta = 0$



$\Delta\theta > 0$

Fig. 1.6.. Variations des amplitudes des champs d'onde 1 et 2 en fonction de l'écart $\Delta\theta$ à l'angle de Bragg.

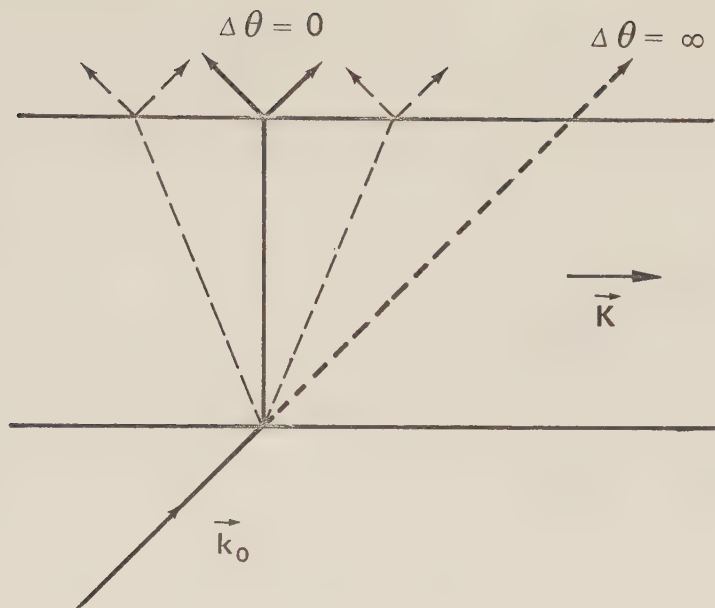


Fig. 1.7. Trajectoire de l'énergie en fonction de $\Delta\theta$.

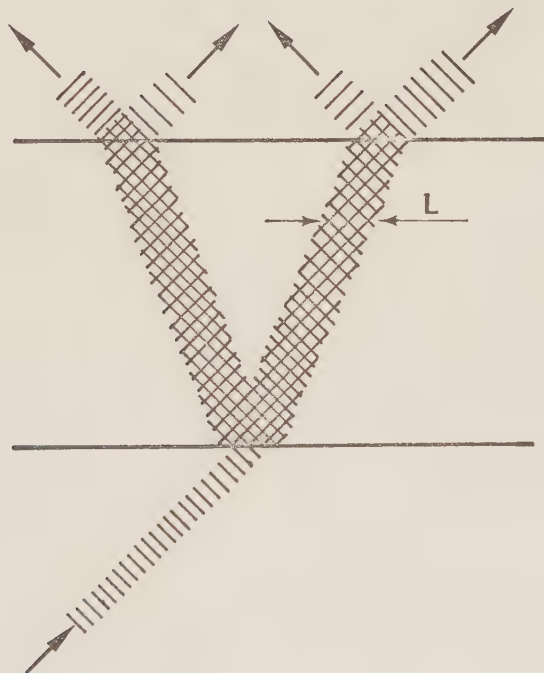


Fig. 1.8. Diffraction d'un pinceau lumineux : La figure montre l'élargissement du pinceau dans le cristal, et la quadri-réfringence à la sortie.

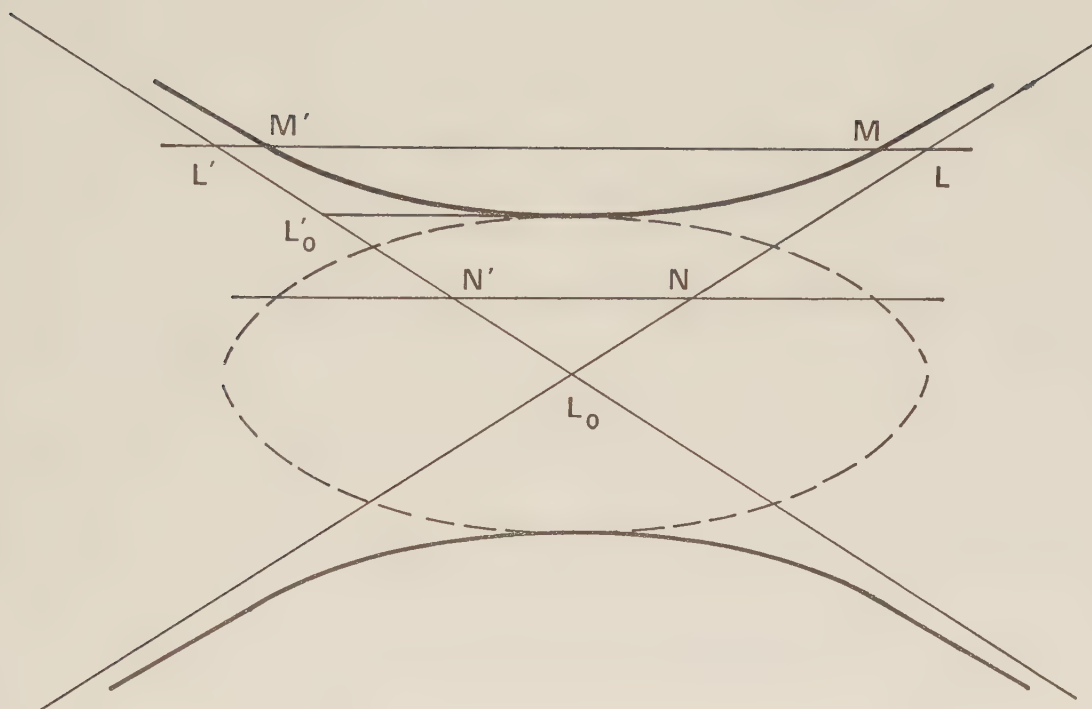


Fig. 1.9 . Construction des ondes réfractées et réfléchies pour l'effet Brillouin en réflexion. Les intersections de la courbe de dispersion avec la normale $\vec{n}$ à la surface de discontinuité sont imaginaires ou réels, suivant $\Delta\theta$.

1.7. Application au calcul de l'effet Brillouin en réflexion

On suppose maintenant que le faisceau hypersonore est limité par une surface parallèle aux plans d'onde acoustiques. L'hyperbole (fig. 1.9) est coupée par la normale $\vec{n}$ en des points réels si l'écart à l'angle de Bragg est supérieur à

$$\Delta\theta_0 = \frac{L_0 L'_0}{q} = \frac{G}{\sin 2\theta}$$

L'écart MM' entre les deux vecteurs d'onde réfractés ou réfléchis est alors

$$MM' = 2q \cos\theta \sqrt{\delta\theta^2 - \delta\theta_0^2}$$

et la période de modulation mesurée suivant $\vec{K}$

$$L(\Delta\theta) = \frac{\lambda^2}{2G} \frac{1}{\sqrt{(\delta\theta/\delta\theta_0)^2 - 1}}$$

Le vecteur de Poynting est normal à la courbe de dispersion en M et en M_2 .

Dans le cas où $\delta\theta < \delta\theta_0$ (fig. 1.9) les intersections droite-hyperbole sont imaginaires pures. Elles sont construites par intersection avec l'ellipse imaginaire

$$y^2 \cos^2\theta + (ix)^2 \sin^2\theta = \frac{1}{2} q^2 G^2$$

Les quantités δk et $\delta k'$ sont maintenant imaginaires pures, ce qui montre que le mécanisme pendulaire laisse place à un phénomène d'atténuation - les ondes sont évanescentes à partir de la surface. La périodicité L du mécanisme pendulaire est remplacée par une profondeur de pénétration.

$$L = \frac{1}{\text{Im}(\delta k)} = \frac{\lambda_{em}}{2\pi G \Lambda} \frac{1}{\sqrt{1 - (\delta\theta/\delta\theta_0)^2}}$$

Si $\Delta\theta = 0$, l'énergie lumineuse se propage encore parallèlement aux plans d'onde acoustiques, comme dans le cas de l'effet Brillouin en réflexion.

1.8. Conclusion

Tous les phénomènes prévus dans ce chapitre peuvent être mis en évidence lorsque la longueur L est proche de la dimension du cristal. Pour des dimensions de l'ordre du mm, ceci nécessite des puissances acoustiques de l'ordre de 10 W/mm^2 . Dans ces conditions, la puissance acoustique est suffisante pour diffracter la quasi-totalité du laser après la traversée du cristal. - ce qui est une autre façon de présenter les critères d'apparition des phénomènes pendulaires.

Malheureusement, de telles puissances acoustiques sont difficiles à exciter aux fréquences de quelques centaines de MHz nécessaires pour être dans les conditions de l'effet Brillouin (1.4.1). Les techniques correspondantes sont encore l'objet de recherches actives.

II - EXEMPLES D'APPLICATION DE L'EFFET BRILLOUIN

EN GEOMETRIE COLINEAIRE

Ce chapitre est consacré à différents montages expérimentaux utilisant l'effet Brillouin en géométrie colinéaire dans des cristaux de niobate de Lithium. Ces montages sont particulièrement commodes, et certains comme le microscope à ultrasons semblent avoir un avenir important.

2.1. L'effet Brillouin en géométrie colinéaire

Dans le chapitre I, on a supposé systématiquement le solide isotrope. Dans le cas d'un solide biréfringent, les vecteurs d'onde k_1 et k_2 sont de longueur différente :

$$k_1 = \frac{n_1 \omega}{c}$$

$$k_2 = \frac{n_2 \omega}{c}$$

n_1 et n_2 sont les deux indices de réfraction associés à deux polarisations différentes du laser.

Les conditions de Bragg peuvent toujours être représentées par un diagramme analogue à celui de la figure 1.2, puisqu'il s'agit d'une interaction photons-phonons conservant les vecteurs $\vec{k}$.

Mais maintenant, il y aura de nouvelles possibilités dues au fait que $k_1 \neq k_2$ quand les polarisations sont différentes. (fig. 2.1). On voit qu'il existe dans ce cas une valeur minimum de K qui se trouve pour une géométrie colinéaire.

$$K_{\min} = |\vec{k}_1| - |\vec{k}_2|$$

La fréquence minimum associée est :

$$f_{\min} = (n_e - n_o) v / \lambda \quad (2.1.1)$$

n_o, n_e = indices

v = vitesse du son

λ = longueur d'onde laser dans l'air

$f_{\min}$, proportionnel à la biréfringence Δn , se situe dans des fréquences de quelques centaines de MHz seulement, donc accessibles facilement par les techniques acoustiques.

Cette géométrie colinéaire à basse fréquence permet de garder les ondes en interaction sur une grande longueur, quand le vecteur de Poynting est parallèle au vecteur d'onde. C'est un point important lorsque l'on cherche à avoir des interactions fortes, puisque la quantité de lumière diffractée est proportionnelle au carré de la longueur d'interaction.

Le calcul exact de l'intensité diffractée peut être refait dans ce cas particulièrement simple. On n'utilise pas le terme "diffraction" qui n'est pas très clair dans ce cas, mais celui de polarisation non linéaire associant la déformation élastique et le champ électrique⁽¹⁹⁾.

$$\vec{P} = \frac{1}{4\pi} \langle \overrightarrow{p} \rangle \cdot \vec{E}_i \vec{S}$$

$\langle \overrightarrow{p} \rangle$ = tenseur photoélastique.

Pour utiliser la biréfringence, il est nécessaire que $\vec{P}$ et $\vec{E}_i$ soient orthogonaux (ce sont les deux modes propres de polarisation du cristal).

On suppose que la direction de propagation est la direction x ; E_i sera suivant y , E_d suivant z . Le coefficient

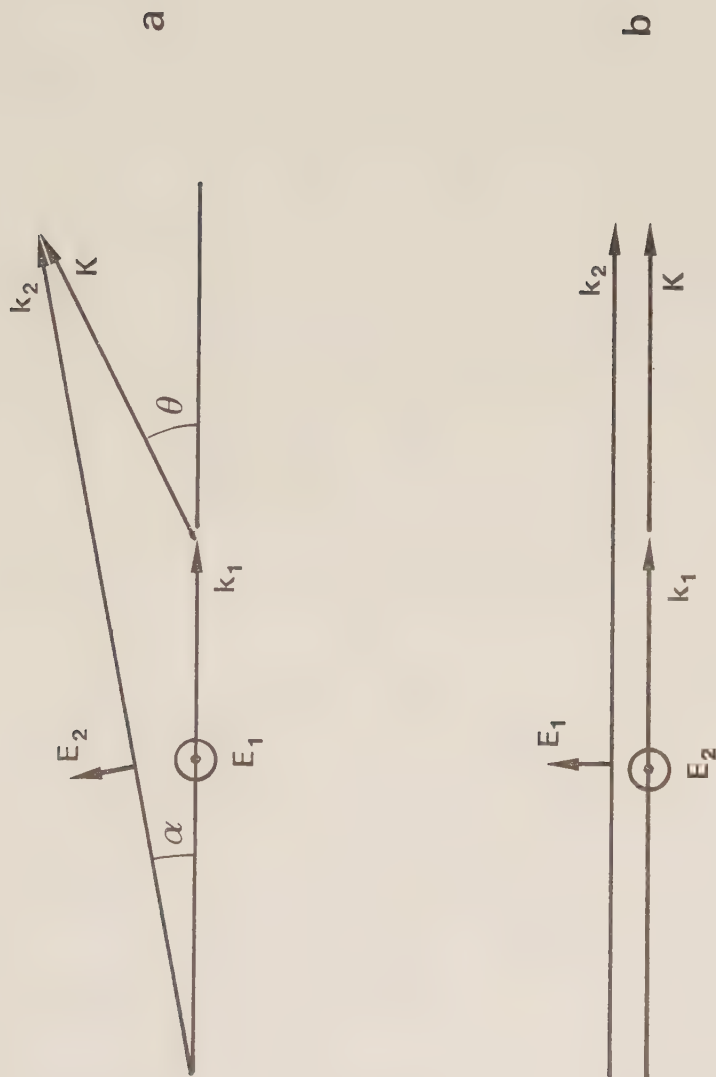


Fig. 2.1. L'effet Brillouin dans un milieu biréfringent
 a. Interaction quasi colinéaire
 b. Interaction colinéaire ($K=K_{\min}$).

E_1 et E_2 sont les champs électriques.

photoélastique sera p_{41} si l'onde élastique est de compression, p_{46} ou p_{47} si elle est de cisaillement⁽⁵⁾.

A partir des équations de Maxwell :

$$k^2 E - \frac{\epsilon \omega^2}{c^2} E = \frac{4\pi^2 \omega^2}{c^2} P$$

il vient

$$2ik \frac{\partial A}{\partial x} = \frac{\omega^2}{c^2} p_{41} E_i S \exp(-i \Delta k x) \quad (2.1.2)$$

où on a posé

$$E_d = A(x) \exp i(\omega_d t - k_d x)$$

$$k_i + K - k_d = \Delta k$$

$$\omega_i + \Omega - \omega_d = 0$$

(i et d sont pour "incident" et "diffracté")

D'où, pour l'amplitude de l'onde diffractée :

$$A_d = \frac{\omega^2}{2kc^2} p_{41} E_i S \frac{e^{i\Delta k \cdot \ell} - 1}{\Delta k} \quad (2.1.3)$$

ℓ = longueur d'interaction

Dans le cas où $\Delta k = 0$, A_d est proportionnel à ℓ , donc l'intensité diffractée à ℓ^2 .

2.2. Etude des inhomogénéités de LiNbO_3

Le niobate de lithium est un cristal électrooptique important, il est biréfringent et il possède de plus de très bonne propriétés élastiques et piézoélectriques. Pour une expérience Brillouin en géométrie colinéaire, c'est donc un matériau de choix. L'interaction colinéaire a lieu suivant X

avec des ondes élastiques longitudinales (le coefficient photoélastique p_{41} vaut 0,155), et suivant Y avec des ondes transversales (coefficient photoélastique $p_{56} = p_{41}$). La figure 2.2 représente des échos d'ondes transversales suivant Y et la lumière diffractée colinéairement. Les variations d'amplitude du signal sont dues aux inhomogénéités du cristal, comme il sera expliqué plus loin. La lumière diffractée est polarisée à 90° par rapport au laser ; elle est donc séparée aisément par un polariseur (fig. 2.3(a)). La vitesse de groupe des ultrasons fait un angle de 9° avec l'axe y -mais ceci ne gêne pas l'expérience quand le cristal est assez large.

Les fréquences acoustiques de l'interaction colinéaire, calculées d'après (2.1.1)

$$f = (n_o - n_e) v / \lambda$$

sont, avec un laser à gaz, ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$), : 920 MHz pour un cristal de LiNbO_3 , coupe X, et 480 MHz pour la coupe Y (ondes acoustiques transversales).

En fait, cette fréquence, qui est proportionnelle à la biréfringence du cristal, varie d'un cristal à l'autre, comme la biréfringence⁽²⁰⁾. Elle change même suivant la portion du cristal considéré, qui comporte toujours des inhomogénéités de croissance, lesquelles influent sur $(n_o - n_e)$. Ces inhomogénéités sont particulièrement dramatiques lorsque l'on veut utiliser ces cristaux pour faire un oscillateur paramétrique en lumière visible.

L'interaction avec les ultrasons offre la possibilité^(21,22) de tester le cristal en profondeur au cours du temps, du fait de la vitesse lente des ultrasons (de l'ordre de 6 mm/ μ s). Il suffit de suivre au cours du temps la propagation d'un pulse court, et à chaque étape dans le cristal, de mesurer $(n_o - n_e)$ d'après la fréquence acoustique donnant le maximum de lumière diffractée (fig. 2.4).

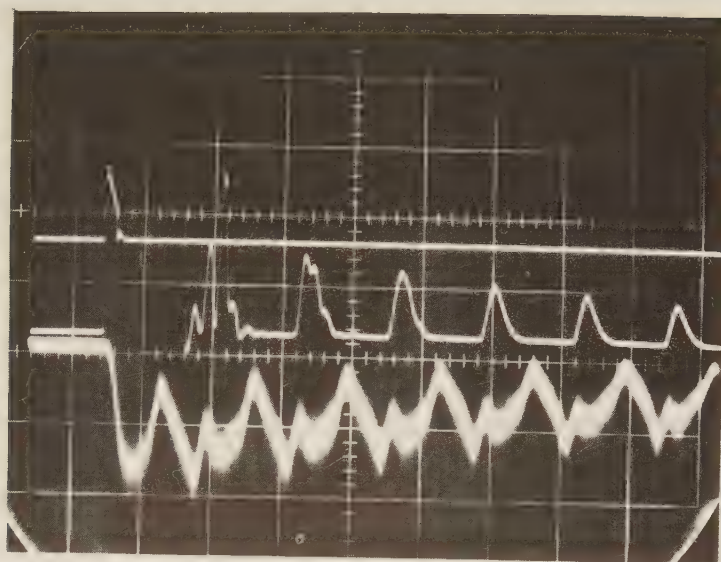


Fig. 2.2. Echos d'ultrasons transversaux suivant Y à 480 MHz (tracé du haut), et lumière laser diffractée parallèlement (tracé du bas).

de Lorentz peut être assimilée à l'hyperbole (fig. 1.3)

$$(\delta \vec{k})_{\vec{q}} \quad (\delta \vec{k}')_{\vec{q}'} = \frac{G^2}{4} q q' \quad (1.5.13)$$

où $(\delta \vec{k})_{\vec{q}}$ représente la projection du $\delta \vec{k} = \vec{k} - \vec{q}$ sur $\vec{q}$. Il sera désormais noté δk . La séparation des 2 cercles est la distance entre les sommets de l'hyperbole : $\frac{1}{2} qG$

En chaque point de la courbe de dispersion, on connaît les grandeurs et les phases relatives de E et E', à partir de (1.5.10)

$$\frac{E'}{E} = - \frac{\epsilon^2 \omega^2 P_{ijkl}}{\epsilon_0 c^2 S_{kl}} \frac{\delta k}{q}$$

On remarque d'ailleurs que ces relations entraînent :

$$\frac{\delta k}{\delta k'} \frac{E' E'^*}{E E^*} = \frac{\omega'}{\omega}$$

Si l'on se place aux sommets de l'hyperbole, on a : $\delta k = \delta k'$, -et il vient :

$$\frac{E' E'^*}{E E^*} = \frac{\omega'}{\omega}$$

On reconnaît une relation de Manley Rowe.

1.6. Application au calcul de l'effet Brillouin en transmission

On considère maintenant un volume d'interaction fini limité par des surfaces planes. La constante diélectrique ϵ sera supposée la même à l'intérieur et à l'extérieur de ce volume.

Il conviendra alors de considérer 2 cas suivant le type de conditions aux limites :

Si le vecteur d'ondes $\vec{K}$ est parallèle à la surface plane

limitant la région d'interaction -ou plus généralement si la normale $\vec{n}$ à ce plan est située dans les zones Nord-Sud de la courbe de dispersion (fig. 1.4 a) on dira que l'on est dans le cas "transmission" de la lumière à travers les ultrasons. Le cas contraire (fig. 1.4 b) correspond au cas de la "réflexion" de la lumière sur les ultrasons.

a. Mécanisme pendulaire d'interaction

Les conditions aux limites imposent, comme dans tous les problèmes d'optique et d'optique non linéaire⁽¹⁷⁾, la continuité de la composante tangentielle de la somme des vecteurs d'onde lors de la traversée de la surface. Autrement dit, si seul le laser ($\vec{k}_0$) est incident sur la surface, le champ diffracté ($\vec{k}'$) devra avoir son extrémité sur une parallèle à la normale $\vec{n}$ au plan passant par l'extrémité de $\vec{k}_0$ (fig. 1 5).

On voit immédiatement que les points M_1 et M_2 associés aux intersections de cette droite avec l'hyperbole définissent quatre vecteurs $\vec{k}_1$ $\vec{k}_2$ $\vec{k}'_1$ $\vec{k}'_2$ où $\vec{k}'_1$ $\vec{k}'_2$ sont les deux champs laser diffractés, $\vec{k}_1$ $\vec{k}_2$ les champs laser réfractés à travers la surface de discontinuité

Dans le cas où le faisceau acoustique est limité par deux plans parallèles à $\vec{K}$, l'écart à l'incidence de Bragg est défini par :

$$\Delta\theta = \frac{L_0 L}{q} \quad (1.6.1)$$

On calcule alors aisément les facteurs géométriques définis sur la figure 1 5

$$L M = q \left[\Delta\theta \sin\theta + \sqrt{\frac{G^2}{4 \cos^2\theta} + (\Delta\theta)^2 \sin^2\theta} \right] \quad (1.6.2)$$

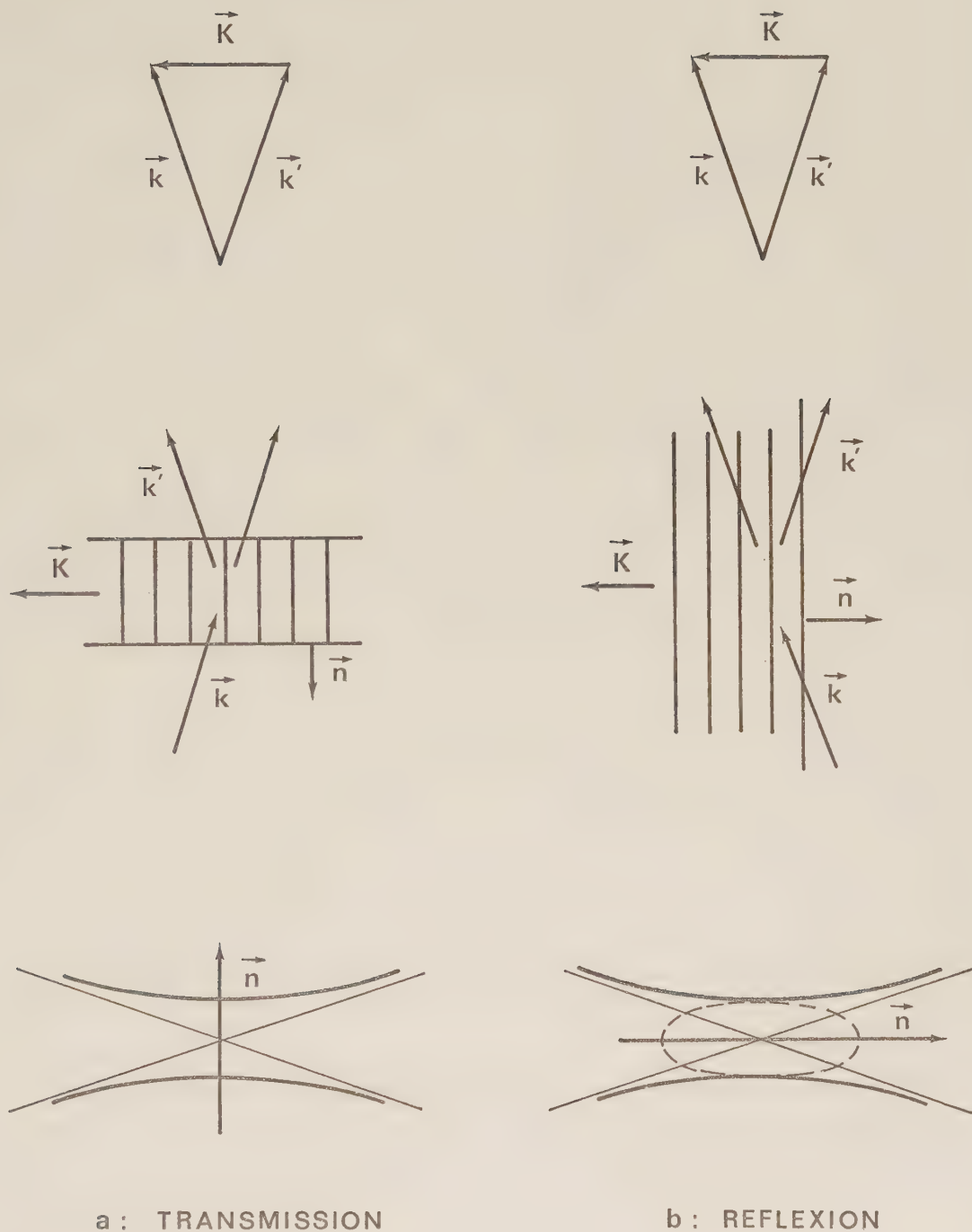


Fig. 1.4. Effets Brillouin en transmission et en réflexion. Les 2 cas diffèrent par l'orientation de la surface du cristal par rapport au vecteurs d'onde $\vec{K}$, $\vec{k}$, $\vec{k}'$.

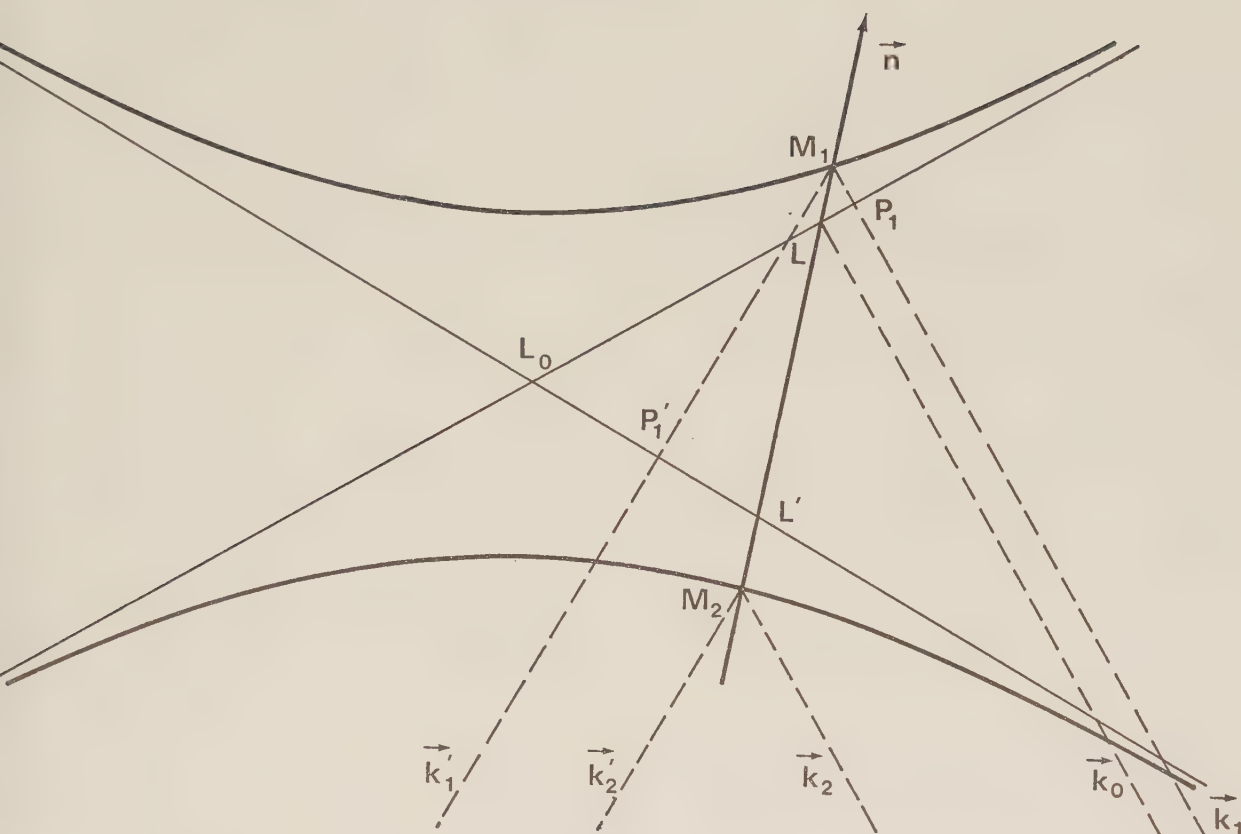


Fig. 1.5. Construction des ondes réfractées et réfléchies pour l'effet Brillouin en transmission. Les intersections de la courbe de dispersion avec la normale $\vec{n}$ à la surface de discontinuité sont réelles.

Les champs d'onde à l'intérieur de la zone d'interaction sont modifiés par

$$\exp(-i r \cdot \delta k) = \exp(-i r \cdot P_1 M_1)$$

D'où, d'après (1.6.2), la modification pour E_1' , et E_2 ,

$$\begin{aligned} A' &= \exp i \frac{q' \ell'}{2} (\Delta \theta \sin 2\theta \pm \sqrt{G^2 + (\Delta \theta)^2 \sin^2 2\theta}) \\ A &= \exp i \frac{q \ell}{2} (-\Delta \theta \sin 2\theta \pm \sqrt{G^2 + (\Delta \theta)^2 \sin^2 2\theta}) \end{aligned} \quad (1.6.3)$$

où les longueurs ℓ et ℓ' sont mesurées suivant les directions des vecteurs d'onde réfractés et réfléchis.

Les vecteurs d'onde font avec $\vec{q}$ et $\vec{q}'$ un angle :

$$\delta \theta_1 = \Delta \theta \left| \cos^2 \theta \pm \frac{1}{2} \operatorname{tg} \theta \sqrt{G^2 + (\Delta \theta)^2 \sin^2 2\theta} \right|$$

Les exponentielles imaginaires (1.6.3) signifient que l'on est en présence d'un phénomène périodique, ou "mécanisme pendulaire d'interaction" suivant la terminologie utilisée en effet Borrmann. Il provient du mécanisme d'interférence entre les deux champs d'ondes définis par les points M_1 et M_2 (fig. 1.5). Cette période d'interaction est :

$$L(\Delta \theta) = \frac{2\pi}{M_1 M_2} \frac{\pi \cos \theta}{q \sqrt{G^2 + (\Delta \theta)^2 \sin^2 2\theta}}$$

et devient, dans les conditions de Bragg :

$$L(0) = \frac{\pi \cos \theta}{q G} = \frac{1}{2G} \lambda \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2\Lambda}\right)^2}$$

où λ et Λ sont les longueurs d'onde laser et acoustique.

On calcule l'intensité des champs d'onde 1 et 2 en supposant que l'onde laser n'est pas réfléchiée à la surface

limite du faisceau hypersonore. On trouvera dans les théories de l'effet Borrmann⁽¹¹⁾ l'expression des amplitudes des champs en fonction de l'écart $\Delta\theta$ à l'incidence de Bragg. Les résultats sont représentés fig. 1.6.

b. Trajet de l'énergie

Il a été montré⁽¹¹⁾ que le flux de l'énergie totale est le vecteur de Poynting

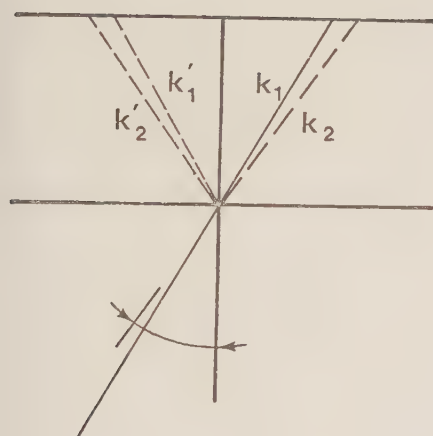
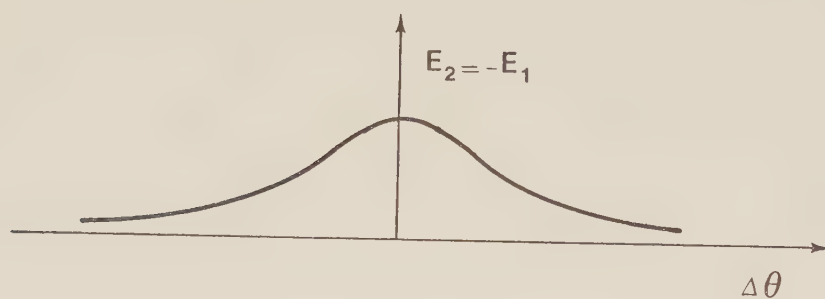
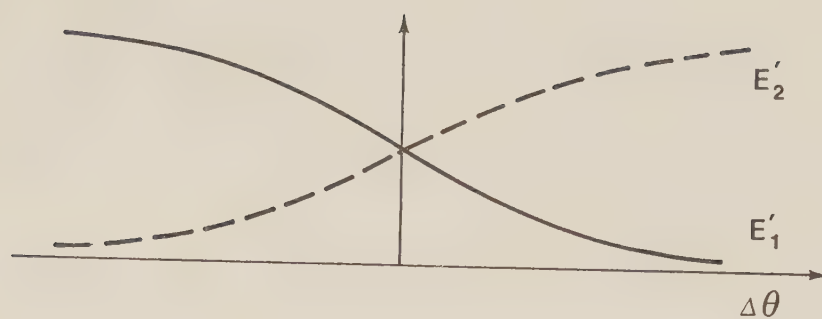
$$\vec{S} = \vec{S}_1 + \vec{S}_2 + \vec{S}_?$$

$\vec{S}_1$ et $\vec{S}_2$ sont les vecteurs de Poynting des champs 1 et 2 seuls, et sont normaux à la surface de dispersion respectivement en M_1 et M_2 . S_{12} exprime l'interférence entre les deux champs d'onde. Il en résulte que $\vec{S}$ oscille autour de la direction moyenne $\vec{S}_1 + \vec{S}_2$. Cette direction moyenne est fonction de $\Delta\theta$ (fig. 1.7).

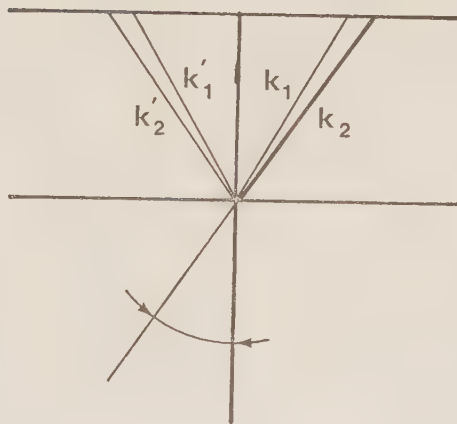
c. Diffraction d'un pinceau lumineux

Borrmann⁽¹⁰⁾ a montré que les champs d'onde 1 et 2 se propagent indépendamment si la largeur du faisceau est inférieure à la période $L(\Delta\theta)$, ce qui est généralement le cas. Une valeur typique pour L est 10 cm pour une puissance ultrasonore inférieure à 1 W/cm^2 . Cette longueur L détermine aussi la largeur des champs d'onde laser 1 et 2 à l'intérieur de la zone d'interaction.

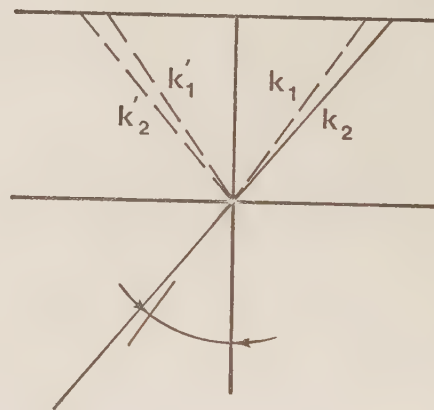
Les rayons se propagent respectivement selon $\vec{S}_1$ et $\vec{S}_2$ (fig. 1.8), -normalement à la surface de dispersion. Leur épaisseur est L . A la sortie du cristal, si l'on a affaire à une lame à faces parallèles, chacun des champs d'onde 1 et 2 se divise en un champ $\vec{E}$ (direction $\vec{k}$) et un champ $\vec{E}'$ (direction $\vec{k}'$) - c'est-à-dire en un champ réfracté et un champ réfléchi. C'est le phénomène de quadruple réfraction, qui pourrait être observé avec des puissances acoustiques de 10 W/cm^2 sur des dimensions de l'ordre du cm.



$\Delta\theta < 0$



$\Delta\theta = 0$



$\Delta\theta > 0$

Fig. 1.6. Variations des amplitudes des champs d'onde 1 et 2 en fonction de l'écart $\Delta\theta$ à l'angle de Bragg.

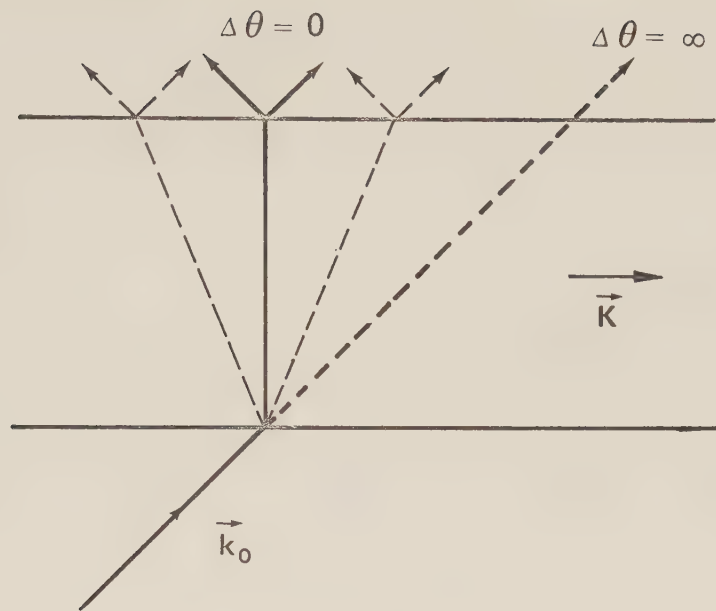


Fig. 1.7. Trajectoire de l'énergie en fonction de $\Delta\theta$.

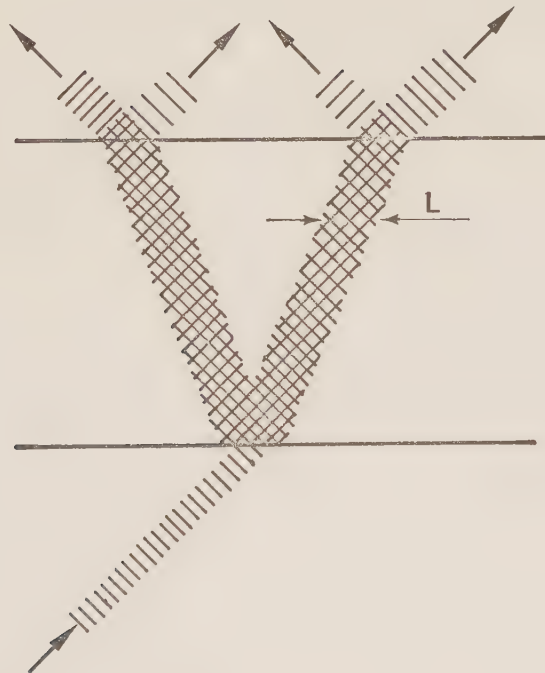


Fig. 1.8. Diffraction d'un pinceau lumineux : La figure montre l'élargissement du pinceau dans le cristal, et la quadri-réfringence à la sortie.

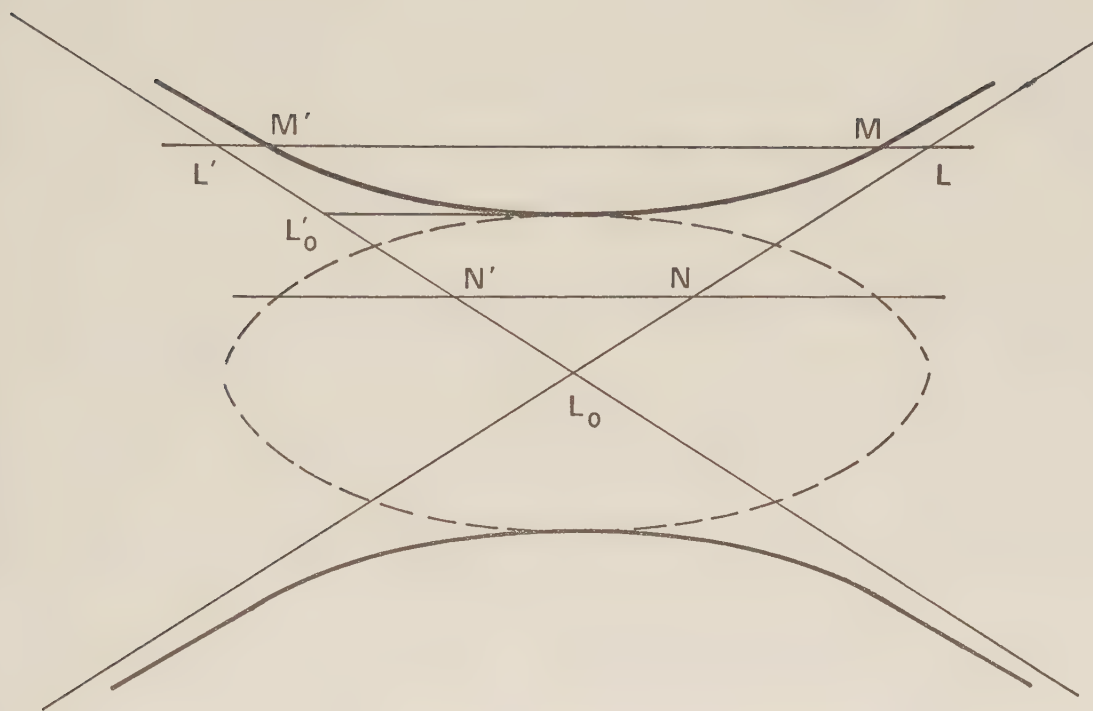


Fig. 1.9 . Construction des ondes réfractées et réfléchies pour l'effet Brillouin en réflexion. Les intersections de la courbe de dispersion avec la normale $\vec{n}$ à la surface de discontinuité sont imaginaires ou réels, suivant $\Delta\theta$.

1.7. Application au calcul de l'effet Brillouin en réflexion

On suppose maintenant que le faisceau hypersonore est limité par une surface parallèle aux plans d'onde acoustiques. L'hyperbole (fig. 1.9) est coupée par la normale $\vec{n}$ en des points réels si l'écart à l'angle de Bragg est supérieur à

$$\Delta\theta_0 = \frac{L_0 L'_0}{q} = \frac{G}{\sin 2\theta}$$

L'écart MM' entre les deux vecteurs d'onde réfractés ou réfléchis est alors

$$MM' = 2q \cos \theta \sqrt{\delta\theta^2 - \delta\theta_0^2}$$

et la période de modulation mesurée suivant $\vec{K}$

$$L(\Delta\theta) = \frac{\lambda^2}{2G} \frac{1}{\sqrt{(\delta\theta/\delta\theta_0)^2 - 1}}$$

Le vecteur de Poynting est normal à la courbe de dispersion en M_1 et en M_2 .

Dans le cas où $\delta\theta < \delta\theta_0$ (fig. 1.9) les intersections droite -hyperbole sont imaginaires pures. Elles sont construites par intersection avec l'ellipse imaginaire

$$y^2 \cos^2 \theta + (ix)^2 \sin^2 \theta = \frac{1}{2} q^2 G^2$$

Les quantités δk et $\delta k'$ sont maintenant imaginaires pures, ce qui montre que le mécanisme pendulaire laisse place à un phénomène d'atténuation -les ondes sont évanescentes à partir de la surface. La périodicité L du mécanisme pendulaire est remplacée par une profondeur de pénétration.

$$L = \frac{1}{\text{Im}(\delta k)} = \frac{\lambda_{em}}{2\pi G \Lambda} \frac{1}{\sqrt{1 - (\delta\theta/\delta\theta_0)^2}}$$

Si $\Delta\theta = 0$, l'énergie lumineuse se propage encore parallèlement aux plans d'onde acoustiques, comme dans le cas de l'effet Brillouin en réflexion.

1.8. Conclusion

Tous les phénomènes prévus dans ce chapitre peuvent être mis en évidence lorsque la longueur L est proche de la dimension du cristal. Pour des dimensions de l'ordre du mm, ceci nécessite des puissances acoustiques de l'ordre de 10 W/mm^2 . Dans ces conditions, la puissance acoustique est suffisante pour diffracter la quasi-totalité du laser après la traversée du cristal. - ce qui est une autre façon de présenter les critères d'apparition des phénomènes pendulaires.

Malheureusement, de telles puissances acoustiques sont difficiles à exciter aux fréquences de quelques centaines de MHz nécessaires pour être dans les conditions de l'effet Brillouin (1.4.1). Les techniques correspondantes sont encore l'objet de recherches actives.

II - EXEMPLES D'APPLICATION DE L'EFFET BRILLOUIN

EN GEOMETRIE COLINEAIRE

Ce chapitre est consacré à différents montages expérimentaux utilisant l'effet Brillouin en géométrie colinéaire dans des cristaux de niobate de Lithium. Ces montages sont particulièrement commodes, et certains comme le microscope à ultrasons semblent avoir un avenir important.

2.1. L'effet Brillouin en géométrie colinéaire

Dans le chapitre I, on a supposé systématiquement le solide isotrope. Dans le cas d'un solide biréfringent, les vecteurs d'onde k_1 et k_2 sont de longueur différente :

$$k_1 = \frac{n_1 \omega}{c}$$

$$k_2 = \frac{n_2 \omega}{c}$$

n_1 et n_2 sont les deux indices de réfraction associés à deux polarisations différentes du laser.

Les conditions de Bragg peuvent toujours être représentées par un diagramme analogue à celui de la figure 1.2, puisqu'il s'agit d'une interaction photons-phonons conservant les vecteurs $\vec{k}$

Mais maintenant, il y aura de nouvelles possibilités dues au fait que $k_1 \neq k_2$ quand les polarisations sont différentes. (fig. 2 1) On voit qu'il existe dans ce cas une valeur minimum de K qui se trouve pour une géométrie colinéaire.

$$K_{\min} = |\vec{k}_1| - |\vec{k}_2|$$

La fréquence minimum associée est :

$$f_{\min} = (n_e - n_o) v / \lambda \quad (2.1.1)$$

n_o, n_e = indices

v = vitesse du son

λ = longueur d'onde laser dans l'air

$f_{\min}$, proportionnel à la biréfringence Δn , se situe dans des fréquences de quelques centaines de MHz seulement, donc accessibles facilement par les techniques acoustiques.

Cette géométrie colinéaire à basse fréquence permet de garder les ondes en interaction sur une grande longueur, quand le vecteur de Poynting est parallèle au vecteur d'onde. C'est un point important lorsque l'on cherche à avoir des interactions fortes, puisque la quantité de lumière diffractée est proportionnelle au carré de la longueur d'interaction.

Le calcul exact de l'intensité diffractée peut être refait dans ce cas particulièrement simple. On n'utilise pas le terme "diffraction" qui n'est pas très clair dans ce cas, mais celui de polarisation non linéaire associant la déformation élastique et le champ électrique⁽¹⁹⁾.

$$\vec{P} = \frac{1}{4\pi} \langle \langle \vec{p} \rangle \rangle \cdot \vec{E}_i \cdot \vec{S}$$

$\langle \langle \vec{p} \rangle \rangle$ = tenseur photoélastique.

Pour utiliser la biréfringence, il est nécessaire que $\vec{P}$ et $\vec{E}_i$ soient orthogonaux (ce sont les deux modes propres de polarisation du cristal).

On suppose que la direction de propagation est la direction x ; E_i sera suivant y , E_d suivant z . Le coefficient

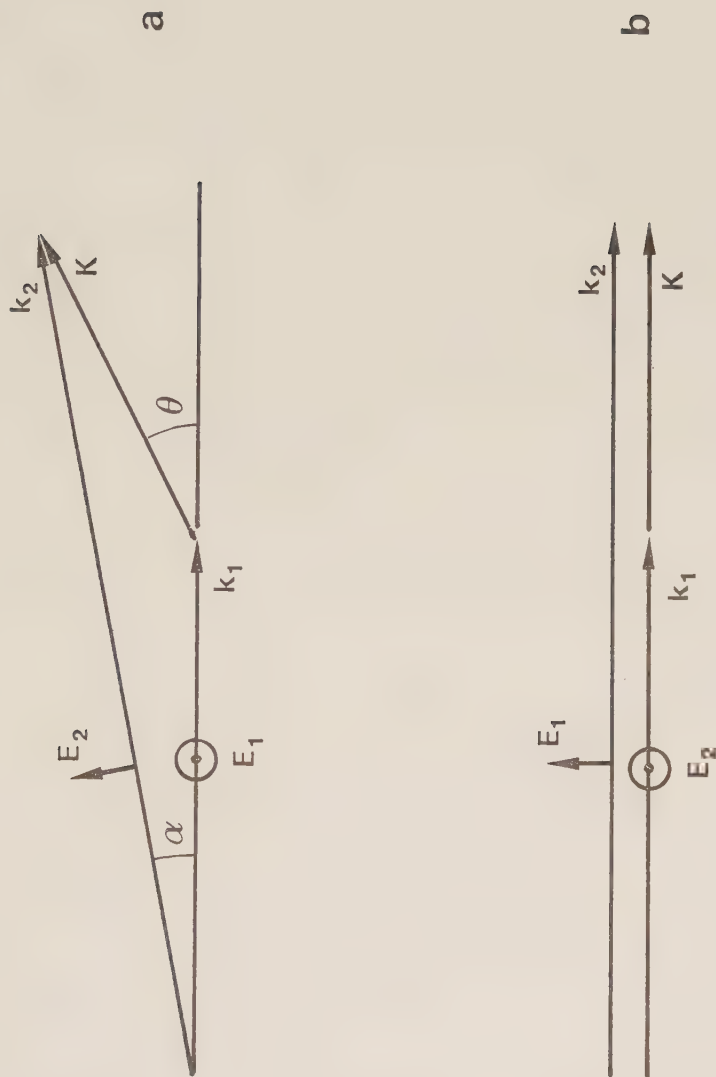


Fig. 2.1. L'effet Brèllouin dans un milieu biréfringent
a. Interaction quasi colinéaire
b. Interaction colinéaire ($K=K_{\min}$).

E_1 et E_2 sont les champs électriques.

photoélastique sera p_{41} si l'onde élastique est de compression, p_{46} ou p_{47} si elle est de cisaillement⁽⁵⁾.

A partir des équations de Maxwell :

$$k^2 E - \frac{\epsilon \omega^2}{c^2} E = \frac{4\pi^2 \omega^2}{c^2} P$$

il vient

$$2ik \frac{\partial A}{\partial x} = \frac{\omega^2}{c^2} p_{41} E_i S \exp(-i \Delta k x) \quad (2.1.2)$$

où on a posé

$$E_d = A(x) \exp i(\omega_d t - k_d x)$$

$$k_i + K - k_d = \Delta k$$

$$\omega_i + \Omega - \omega_d = 0$$

(i et d sont pour "incident" et "diffracté")

D'où, pour l'amplitude de l'onde diffractée :

$$A_d = \frac{\omega^2}{2kc^2} p_{41} E_i S \frac{e^{i\Delta k \cdot \ell} - 1}{\Delta k} \quad (2.1.3)$$

ℓ = longueur d'interaction

Dans le cas où $\Delta k = 0$, A_d est proportionnel à ℓ , donc l'intensité diffractée à ℓ^2 .

2.2. Etude des inhomogénéités de LiNbO_3

Le niobate de lithium est un cristal électrooptique important, il est biréfringent et il possède de plus de très bonne propriétés élastiques et piézoélectriques. Pour une expérience Brillouin en géométrie colinéaire, c'est donc un matériau de choix. L'interaction colinéaire a lieu suivant X

avec des ondes élastiques longitudinales (le coefficient photoélastique p_{41} vaut 0,155), et suivant Y avec des ondes transversales (coefficient photoélastique $p_{56} = p_{41}$). La figure 2.2 représente des échos d'ondes transversales suivant Y et la lumière diffractée colinéairement. Les variations d'amplitude du signal sont dues aux inhomogénéités du cristal, comme il sera expliqué plus loin. La lumière diffractée est polarisée à 90° par rapport au laser ; elle est donc séparée aisément par un polariseur (fig. 2.3(a)). La vitesse de groupe des ultrasons fait un angle de 9° avec l'axe y -mais ceci ne gêne pas l'expérience quand le cristal est assez large.

Les fréquences acoustiques de l'interaction colinéaire, calculées d'après (2 1.1)

$$f = (n_o - n_e) v / \lambda$$

sont, avec un laser à gaz, ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$), : 920 MHz pour un cristal de LiNbO_3 , coupe X, et 480 MHz pour la coupe Y (ondes acoustiques transversales).

En fait, cette fréquence, qui est proportionnelle à la biréfringence du cristal, varie d'un cristal à l'autre, comme la biréfringence⁽²⁰⁾. Elle change même suivant la portion du cristal considéré, qui comporte toujours des inhomogénéités de croissance, lesquelles influent sur $(n_o - n_e)$. Ces inhomogénéités sont particulièrement dramatiques lorsque l'on veut utiliser ces cristaux pour faire un oscillateur paramétrique en lumière visible

L'interaction avec les ultrasons offre la possibilité^(21,22) de tester le cristal en profondeur au cours du temps, du fait de la vitesse lente des ultrasons (de l'ordre de 6 mm/ μ s). Il suffit de suivre au cours du temps la propagation d'un pulse court, et à chaque étape dans le cristal, de mesurer $(n_o - n_e)$ d'après la fréquence acoustique donnant le maximum de lumière diffractée (fig. 2.4).

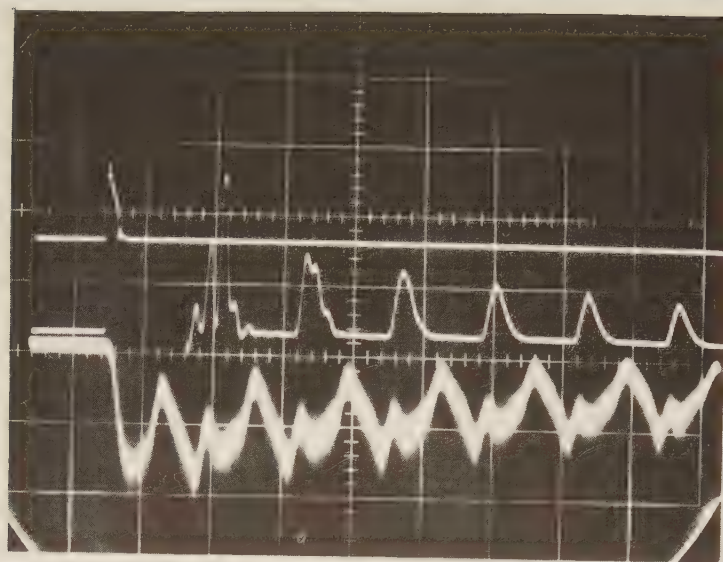
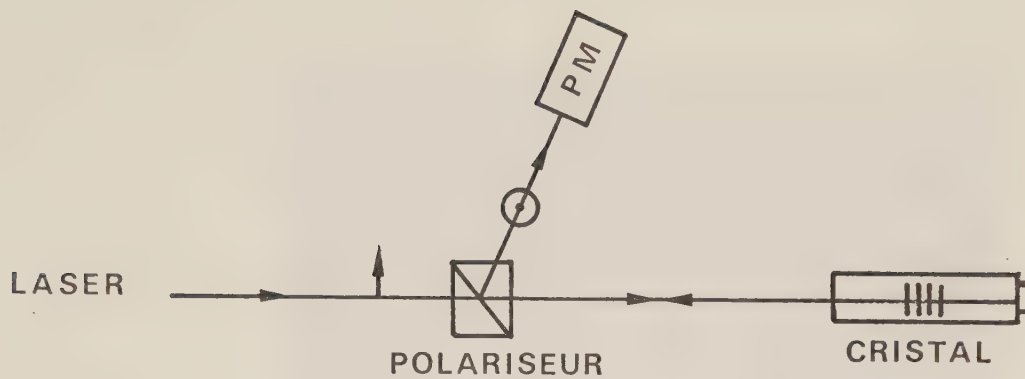
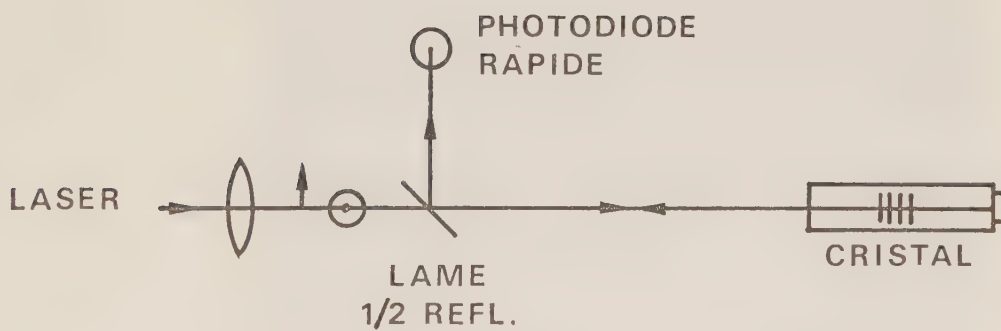


Fig. 2.2. Echos d'ultrasons transversaux suivant Y à 480 MHz (tracé du haut), et lumière laser diffractée parallèlement (tracé du bas).



a. MONTAGE NORMAL



b. MONTAGE HÉTÉRODYNE OPTIQUE

Fig. 2.3. Détection de la lumière diffractée en géométrie colinéaire, quand une extrémité du cristal est métallisée.

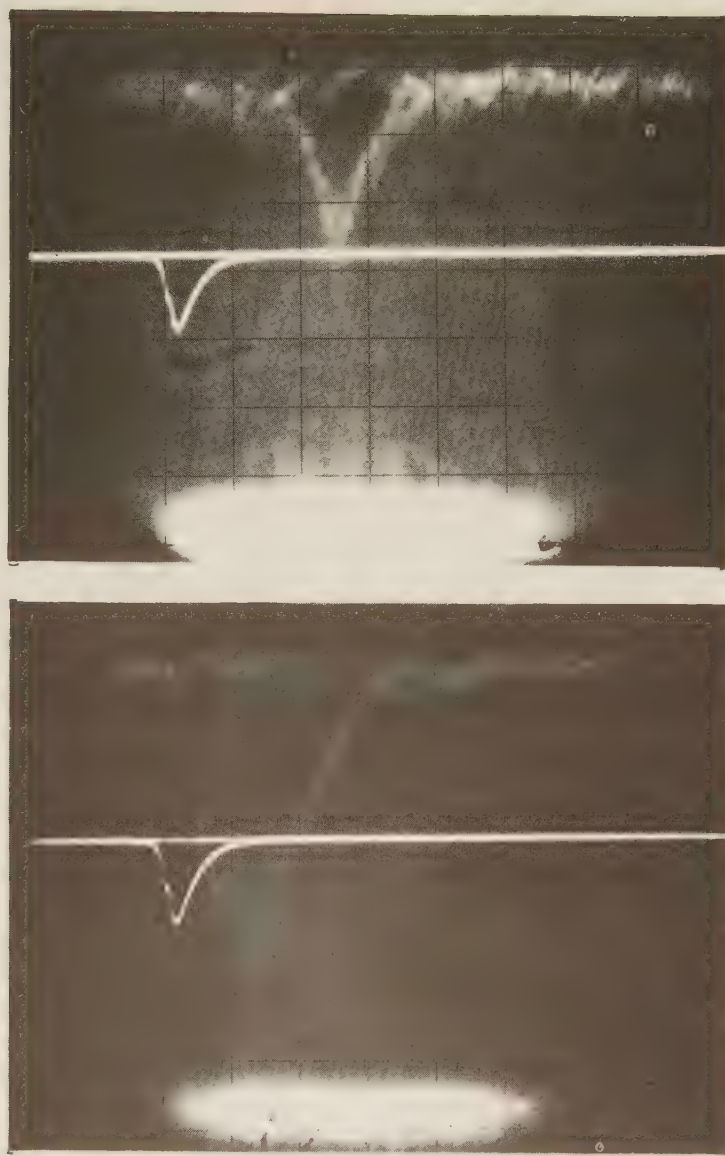


Fig. 2.4. Lumière diffractée pour 2 fréquences séparées de 3 MHz (vers $f_0 \sim 920$ MHz). On voit nettement le déplacement du pic de lumière diffractée, montrant ainsi l'existence d'un gradient de biréfringence dans le cristal.

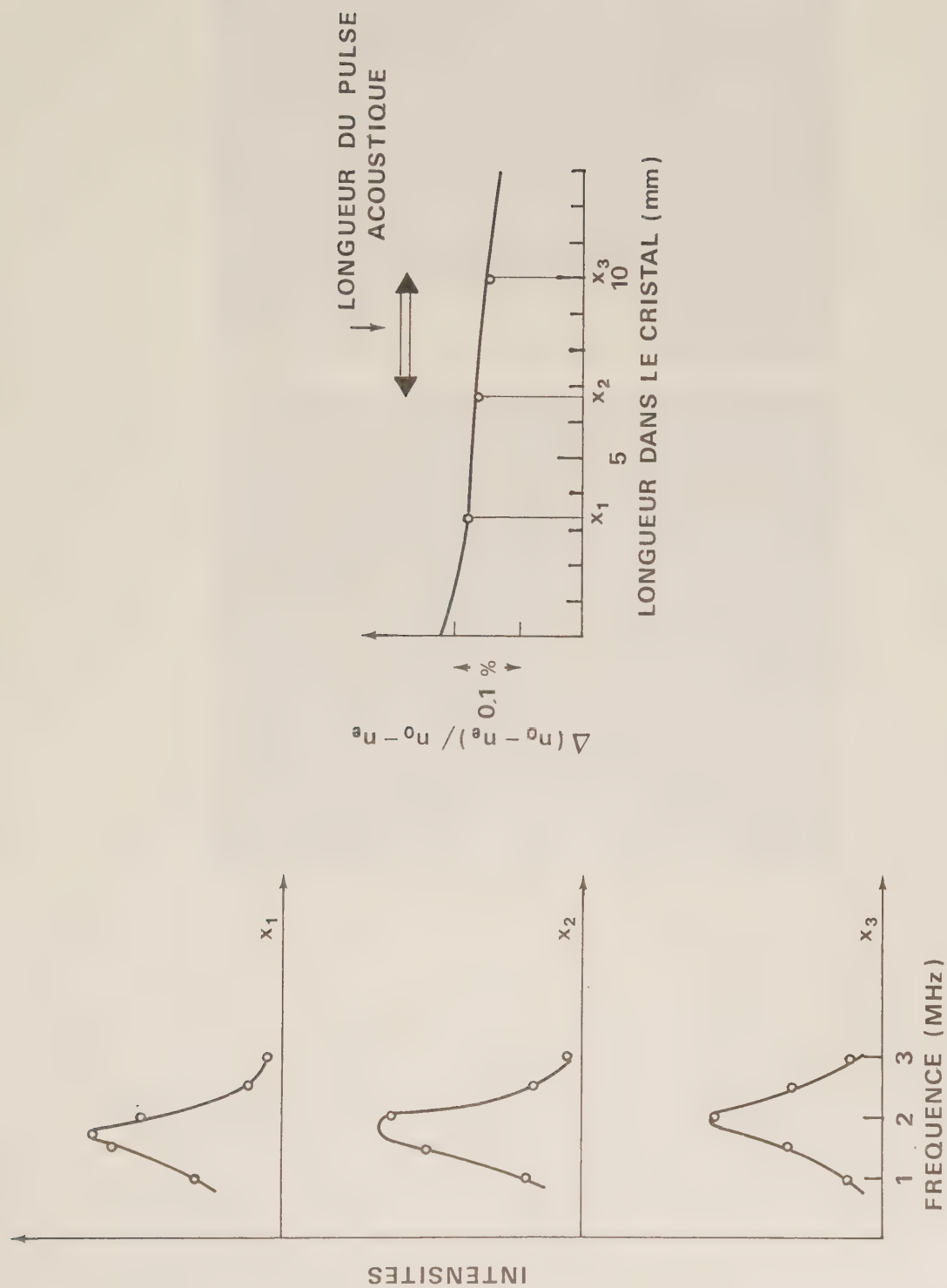


Fig. 2.5. Inhomogénéités dans LiNbO_3 . Topographie du cristal. Résultats. (Techn. N°1).

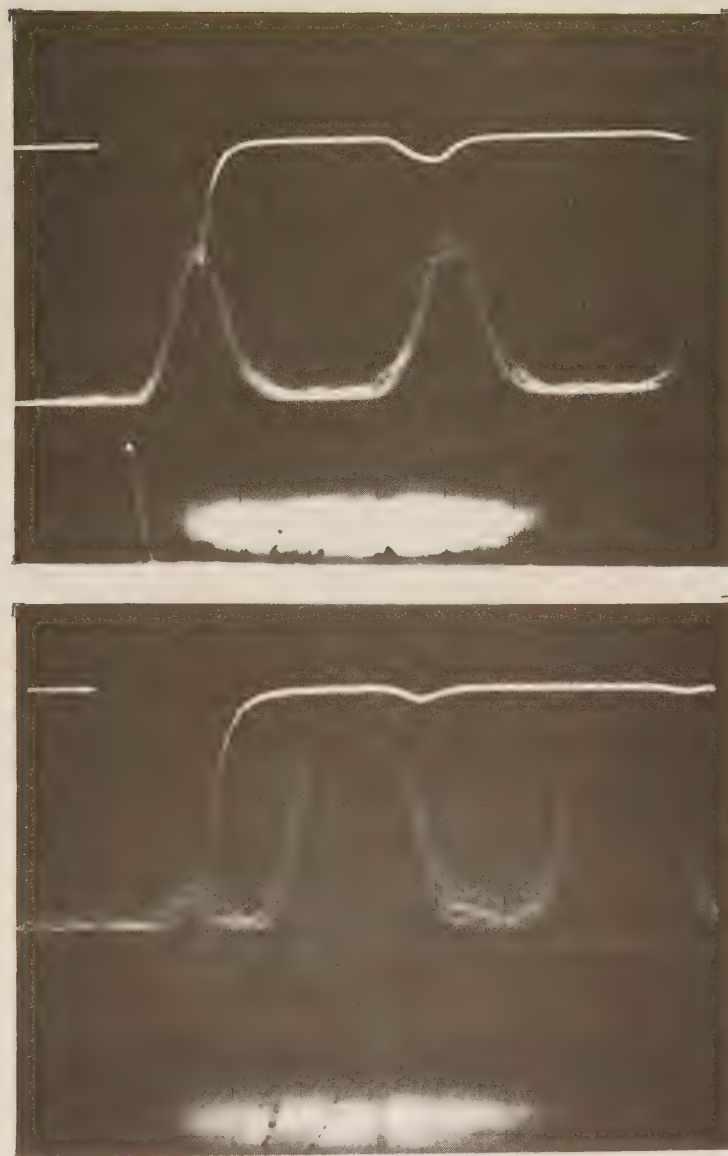


Fig. 2.6. Inhomogénéités dans LiNbO_3 -détection hétérodyne optique (traces du bas sur chaque photo). Ici c'est la fréquence de la lumière diffractée que l'on mesure en chaque point du cristal.

Les traces du haut sont les échos d'ultrasons sur une couche de CdS.

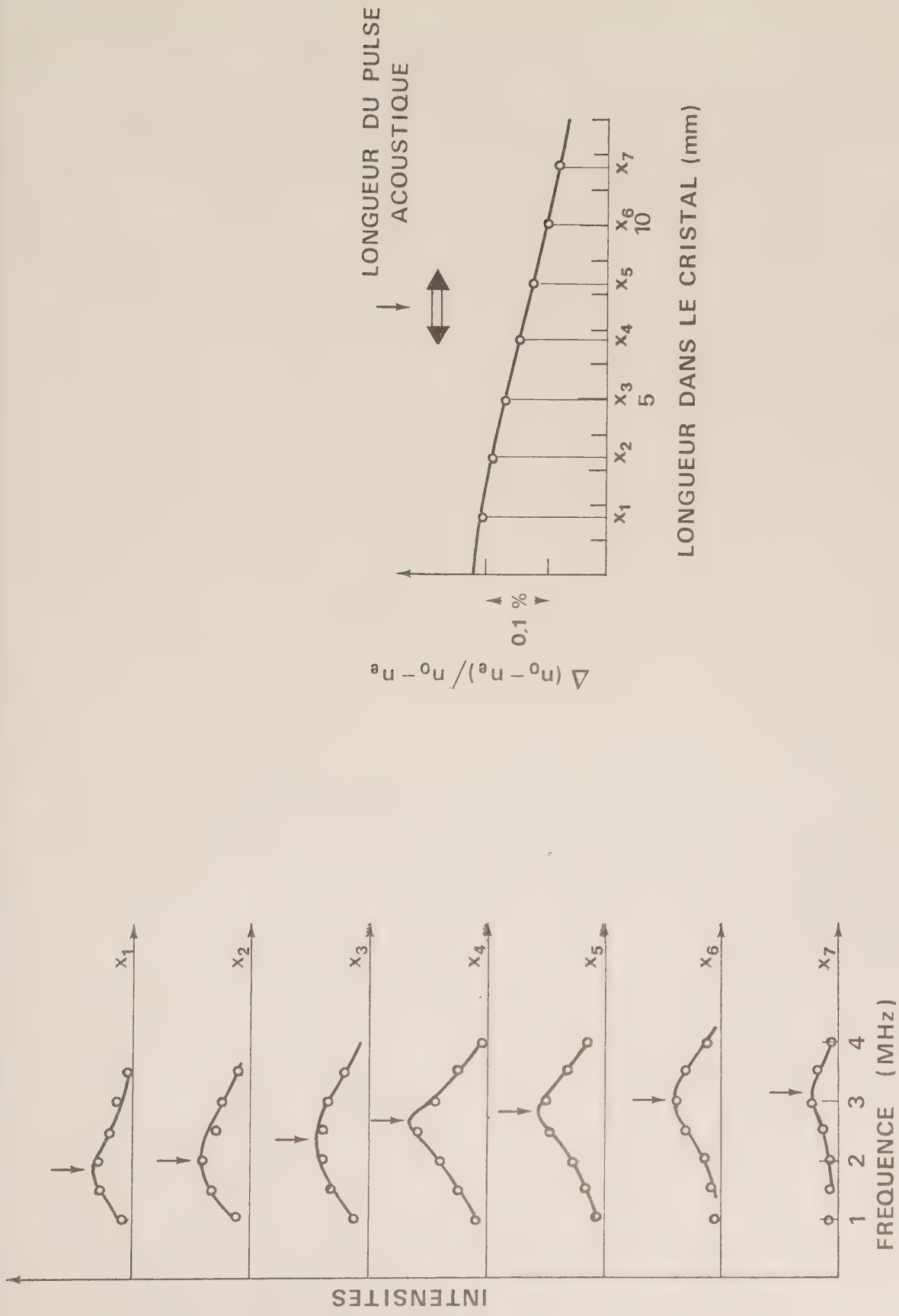


Fig. 2.7. Inhomogénéités dans LiNbO_3 . Technique n°2. Topographie du cristal. Résultats. Technique n°2.

a. Mesure normale : $I(t)$

Les mesures d'intensité en chaque point du cristal sont faites sur les photos comme celles de la figure 2.4, chaque photo correspondant à une fréquence différente.

Les points obtenus sont représentés sur des graphiques (figure 2.5) faits pour chaque point du cristal. Le maximum d'une courbe représente le n° de la photo -donc la fréquence- donnant le maximum de lumière diffractée. La valeur correspondante de $(n_o - n_e)$ est ensuite reportée sur un diagramme illustrant la topographie du cristal.

La résolution spatiale de l'appareil est déterminée par la longueur du pulse acoustique. Elle est ici de l'ordre de 1,5 mm.

Il est difficile de l'améliorer car on perd alors en précision sur $(n_o - n_e)$. En effet, pour les pulses acoustiques :

$$\Delta f \cdot \Delta t = 1$$

b. Mesure hétérodyne optique : $\omega(t)$

Aussi il est plus précis d'effectuer la détection de la lumière laser par une méthode hétérodyne optique, -suivant le montage de figure 2.3(b). Dans ce montage, la lumière laser réfléchie ω_i est renvoyée sur une photodiode rapide avec la lumière laser diffractée ω_d . Si la photodiode a une bande passante supérieure à la fréquence des ultrasons, elle fournit un signal à la fréquence $(\omega_d - \omega_i)$, que l'on détecte avec les systèmes hyperfréquences classiques. Une lentille permet de diminuer l'extrême sélectivité angulaire du système de détection hétérodyne optique.

Le pulse d'ultrasons est maintenant le plus court possible (~ 150 ns) de façon à posséder un spectre de fréquences étendu. L'intensité de la lumière diffractée est donc la même en chaque point du cristal -si les inhomogénéités ne sont pas

trop grandes, pour ne pas entraîner $\Delta f < 1/\tau$. Mais la fréquence laser diffractée varie en chaque point, suivant les variations de biréfringence. Cette fréquence sera puisée dans une des composantes du spectre acoustique. Elle est mesurée simplement par comparaison avec la fréquence du laser- ce que fait très bien la détection hétérodyne optique.

Cette mesure de la fréquence de $(\omega_d - \omega_i)$ se fait avec un oscillateur local General Radio servant à la détection hétérodyne du signal hyperfréquence. La figure 2.6 représente les résultats obtenus quand on change cette fréquence. Puis, comme précédemment, on en déduit une carte de biréfringence du cristal (fig. 2.7). Elle concerne le même cristal que la fig. 2.5 -on voit que cette méthode est plus précise : la ~~résolution~~ spatiale est de 1 mm, et la précision $\Delta(n_o - n_e)/n_o - n_e$ est de l'ordre de 0,05 %

2.3. Visualisation de l'anisotropie acoustique

Supposons que l'onde acoustique soit composée d'un spectre angulaire assez large autour de l'axe X de phonons de fréquence f. Supposons f légèrement supérieur à $f_{\min}$ de la géométrie colinéaire.

L'interaction quasi-colinéaire qui aura lieu (fig. 2.1) devra satisfaire la condition d'adaptation des phases

$$\vec{K} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2 \quad (2.3.1)$$

$\vec{k}_1$ = vecteur d'onde laser

$\vec{k}_2$ = vecteur d'onde diffractée

La condition (2.3.1) donne en projection sur l'axe X :
en supposant α et θ petits

$$K(1 - \frac{\theta^2}{2}) \frac{f_{\min} + \Delta f}{f_{\min}} = k_2(1 - \frac{\alpha^2}{2}) - k_1$$

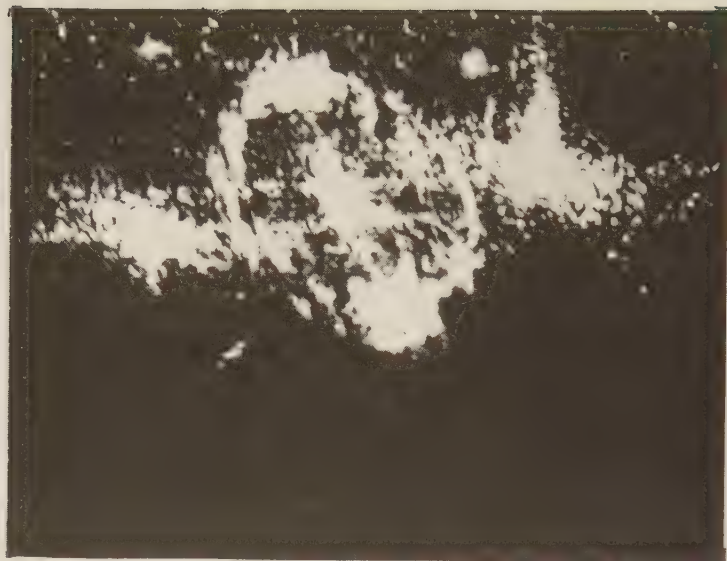


Fig. 2.8. Visualisation de l'anisotropie acoustique de LiNbO_3 .
L'ellipse représente une section plane de la surface
de dispersion acoustique près de l'axe X. La taille de l'ellipse
-ou écart à l'axe X- correspond à $\Delta f/f \sim 10^{-2}$.
L'inclinaison des axes de l'ellipse est environ 47° .

ou, puisque $\alpha \sim \theta \frac{K}{k_2} \ll \theta$

$$\frac{\Delta f}{f} - \frac{1}{2} \theta^2 - \frac{\Delta V}{V} = 0$$

$$\text{où } \Delta V = \frac{V(\theta) - V(0)}{V(0)}$$

V' = vitesse des ultrasons

Le spectre angulaire de la lumière diffractée est

$$\alpha = \sqrt{2} \frac{K}{k} \left(\frac{\Delta f}{f} - \frac{\Delta V}{V} \right)^{1/2}$$

Si le matériau était acoustiquement isotrope ($\Delta V = 0$) la lumière diffractée se concentrerait sur un cône de demi-angle au sommet K/k $(2\Delta f/f)^{1/2}$. Mais, dans un cristal trigonal⁽²³⁾ comme LiNbO_3 , la vitesse varie fortement avec la direction et est représentée généralement par une surface d'onde acoustique. La lumière diffractée se concentrera sur un cône maintenant déterminé par l'intersection de cette surface d'ondes près de $Y = Z = 0$, avec un plan parallèle au plan tangent à la surface en $Y = Z = 0$, $X = K_0$, et dont l'équation est :

$$X = K_0 \left(1 - \frac{\Delta f}{f} \right)$$

Le résultat donne l'ellipse de la figure 2.8, qui est une courbe de niveau de cette surface d'onde. Sur cette photo $\Delta f = 9$ MHz, ce qui fait $\Delta f/f \sim 10^{-2}$ - cela correspond à la dimension de l'ellipse. L'angle d'inclinaison des axes de l'ellipse est d'environ 47° par rapport aux axes cristallins, ce qui correspond ainsi aux valeurs publiées⁽²⁴⁾ pour les modes propres transversaux suivant l'axe X.

2.4. Microscope acoustique. Théorie

On désigne sous le nom de microscope acoustique un instrument capable de visualiser optiquement une section d'un faisceau acoustique -donc aussi un objet placé dans ce faisceau : ce sera l'image acoustique de l'objet. Un tel instrument permet de "voir" à travers des corps optiquement opaques mais transparents aux ultrasons -tissus vivants, circuits intégrés, etc...- et également d'observer des cellules avec un meilleur contraste que le microscope ordinaire.

Une méthode suggérée par Korpel⁽²⁵⁾ consiste à utiliser la diffraction d'un laser, diffraction qui reflète la phase de l'onde acoustique dans la phase de l'onde optique. Il suffit alors d'introduire quelques lentilles cylindriques pour former l'image exacte des ultrasons.

Une disposition particulièrement simple suggérée par Quate est obtenue en utilisant la géométrie colinéaire d'interaction. Le cristal est illuminé avec un faisceau laser parallèle suivant X. (fig. 2.9). Considérons un point source acoustique S. Le champ laser diffracté est calculé d'après la formule 2.1.2.

$$\frac{\partial E_d}{\partial x} = A E_i S e^{i\Delta k x}$$

$$\Delta k = k_i + K - k_d$$

$$A = \frac{P_{41}}{2iK} \frac{\omega^2}{c^2}$$

On suppose que la lumière diffractée se propage très près de l'axe X.

Le champ acoustique produit par S est, dans l'approximation de Fresnel

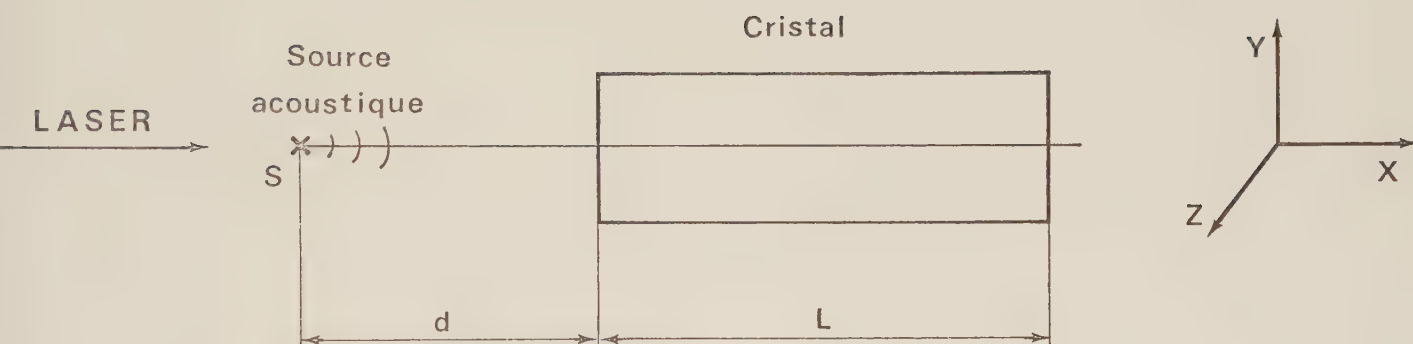


Fig. 2.9. Microscope acoustique en géométrie colinéaire. Schéma de principe montrant le laser, la source d'ultrasons S dont on formera l'image, et le cristal où la diffraction laser se produit.

$$S = S_0 \exp \left\{ -i \frac{K}{2} \theta^2 (x+d_0) \right\} \exp \{ i K(x+d_0) \} \quad (2.4.2)$$

θ = angle des ultrasons avec l'axe X

(on néglige l'anisotropie du cristal).

Injectant 2.4.2 dans 2.4.1 :

$$\frac{\partial E_d}{\partial x} = A E_i S_0 \exp \{ i(\Delta k(o) - \frac{1}{2} K \theta^2) (x+d_0) \}$$

où $\Delta k(o) = \Delta k$ pour $\theta = 0$

Intégrons de $x=0$ à $x=L$.

$$E_d = A E_i S_0 \exp \{ i \left[\Delta k(o) - \frac{1}{2} K \theta^2 \right] d_0 \} \frac{e^{i(\Delta k(o) - \frac{1}{2} K \theta^2)L} - 1}{\Delta k(o) - \frac{1}{2} K \theta^2} \quad (2.4.3)$$

où l'on voit que la lumière diffractée est sensible aux changements de phase acoustiques.

Dans le plan $x=L$, la phase de l'onde acoustique est :

$$\exp \{ i \left[K \cdot L + \frac{1}{2} K \theta^2 (d_0 + L) \right] \} \quad (2.4.4)$$

La phase et l'amplitude de la lumière laser diffractée sont :

$$\text{Arg}(E_d) = \exp \{ i \left[\Delta k(o) - \frac{1}{2} K \theta^2 \right] d_0 + i \frac{\pi}{2} \} \exp \{ i \left[\Delta k(o) - \frac{1}{2} K \theta^2 \right] \frac{L}{2} \}$$

(2.4.5)

$$|E_d| = 2 \left| \frac{\sin \left[\Delta k(o) - \frac{1}{2} K \theta^2 \right] L/2}{\Delta k(o) - \frac{1}{2} K \theta^2} \right| \quad (2.4.6)$$

(2.4.7)

a) Le coefficient de phase (2.4.6) donne l'image que l'on peut extraire du faisceau laser diffracté.

Comme l'angle de la lumière diffractée est

$$\alpha = \theta \frac{K}{k}$$

on peut écrire ce coefficient de phase :

$$\exp\{i[\Delta k(o) (d_o + \frac{L}{2}) + \frac{\pi}{2}]\} \exp\{i[-\frac{1}{2} k(d_o + \frac{L}{2}) \frac{k}{K} \alpha^2]\} \quad (2.4.8)$$

Ce qui montre que la lumière diverge depuis un point situé à une distance de la face de sortie :

$$D_n = (d_o + \frac{L}{2}) \frac{k}{K} = (d_o + \frac{L}{2}) \frac{n}{\Delta n}$$

Si nous retournons dans l'air, la distance de l'image derrière la face de sortie du cristal est :

$$D = \frac{1}{\Delta n} (d_o + \frac{L}{2}) \quad (2.4.9)$$

b) Le coefficient d'amplitude (2.4.7) agit comme un masque dans l'espace de Fourier, dont l'allure est $\sin(u-u_o)/u-u_o$, c'est lui qui détermine la résolution du système.

En supposant $\Delta k(o) = 0$, celle-ci est :

$$\rho = \Lambda \alpha_m^{-1}$$

où α_m est le premier zéro de (2.4.7) :

$$\alpha_m = \frac{K}{k} \theta_m^{-1} = \frac{K}{k} \sqrt{\frac{KL}{2\pi}}$$

soit :

$$\rho = \Lambda \sqrt{\frac{L}{\Lambda}} \quad (2.4.10)$$

Λ = longueur d'onde acoustique

Le pouvoir séparateur du système diminue comme $L^{-1/2}$.

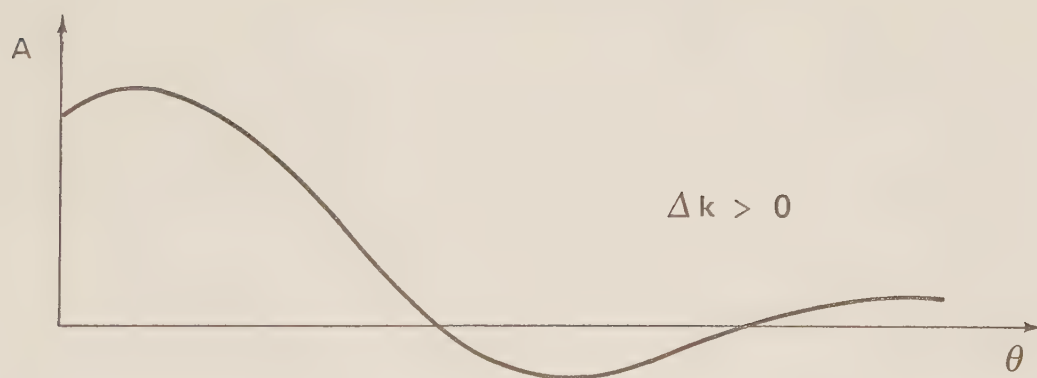
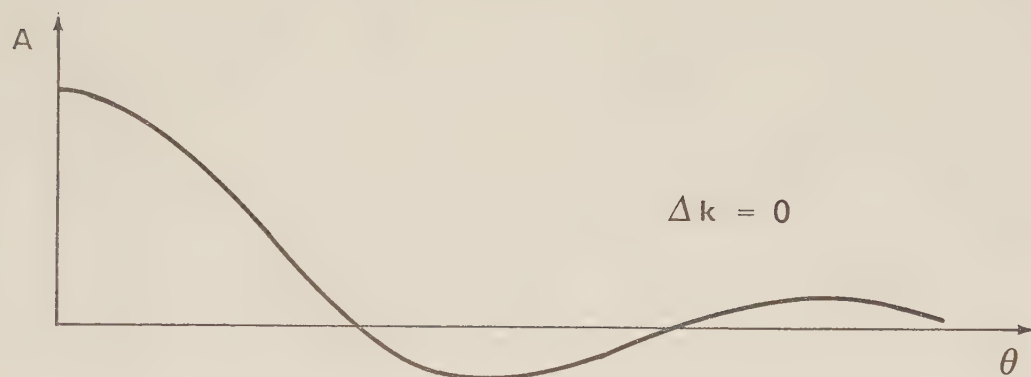
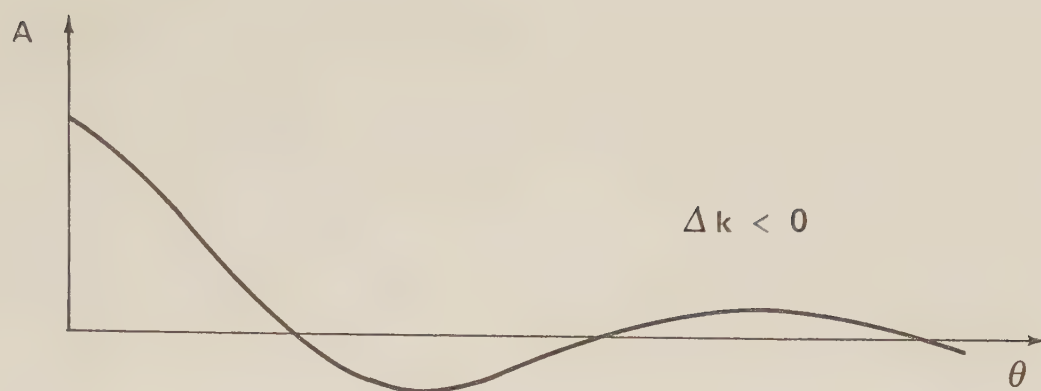


Fig. 2.10. Influence de la fréquence sur le masque d'amplitude dans l'espace de Fourier.

c) Effet d'une erreur de fréquence acoustique

La valeur exacte de $\Delta k(o)$ pour un cristal relativement homogène dépend de la fréquence des ultrasons. Une erreur de fréquence affectera donc l'intensité de l'image comme sa résolution et son aspect. La fig. 2.10 représente la translation du masque (2.4.7) avec une variation de fréquence.

On voit intuitivement que pour des fréquences trop faibles ($\Delta k < 0$), l'intensité de l'image sera fortement diminuée, mais la résolution ne sera pas très sévèrement affectée, car l'allure générale de la courbe est conservée.

Par contre, une fréquence trop grande ($\Delta k > 0$) aura tendance à représenter une seule composante du spectre angulaire (le maximum du masque d'amplitude), et à la limite de fréquences trop grandes on sera dans le cas du § 2.3 représentant un seul angle.

d) Inhomogénéités du cristal

On a montré au § 2.2 que dans le cas d'un cristal inhomogène, chaque région du cristal a une biréfringence particulière et il lui correspondra alors une valeur particulière de $\Delta k(o)$. Le masque d'amplitude total sera la somme des masques d'amplitude du type de ceux de la fig. 2.10 pour chaque partie du cristal.

$$\sum_i^L \frac{\sin |u - u_i|}{|u - u_i|}$$

et la courbe $\sin u / u$ pourra s'élargir statistiquement et ne présentera pas plus ces zéros si néfastes à la résolution : d'une façon surprenante, ces inhomogénéités auront plutôt tendance à améliorer la résolution - tant qu'elles possèdent un gradient seulement dans la direction X, comme dans le cas d'un cristal tiré suivant l'axe X.

2 5 Microscope acoustique = montage expérimental

Le montage expérimental du microscope à ultrasons est schématisé fig. 2.13.

Pour une expérience préliminaire, on utilisait un seul cristal, et l'image formée était celle du transducteur. Ces ultrasons vers 900 MHz sont engendrés par une couche de CdS piézoélectrique, déposée sur l'extrémité métallisée du niobate et le champ électrique est amené sur la couche par un piston métallique. L'image acoustique est l'image du piston, et l'on a gravé sur celui-ci un croix, de manière à reconnaître la forme du piston sur l'image (fig. 2.11). Le contraste de l'image acoustique est remarquable ce qui est important pour les applications : les biologistes peuvent attendre une observation de cellules vivantes avec un fort contraste. L'image est très brillante, et peut se voir aisément dans la pièce toutes lumières allumées.

Pour une application pratique⁽²⁶⁾, on peut utiliser le montage de la fig. 2.13 : les ultrasons traversent une couche de liquide dans laquelle on insère l'objet à étudier.

La cellule liquide est constituée par 0,05 mm d'eau -ce qui à la fréquence de 900 MHz n'introduit une perte acoustique que de quelques dB. Les deux extrémités des cristaux en contact avec l'eau doivent être revêtues de couches adaptatrices d'impédance pour les ultrasons de façon à éviter les résonances acoustiques dans la cellule liquide. Ces couches -dont l'une au moins est métallique- réfléchissent à la fois la lumière laser et la lumière diffractée formant l'image.

Les deux ondes réfléchies sont séparées par un polariseur.

L'onde diffractée par les ultrasons arrive sur une lentille, derrière laquelle on place un écran dans une position telle que l'on voit l'image de l'objet, dont la position est donnée par (2.4.9). L'extrémité du cristal peut être taillée

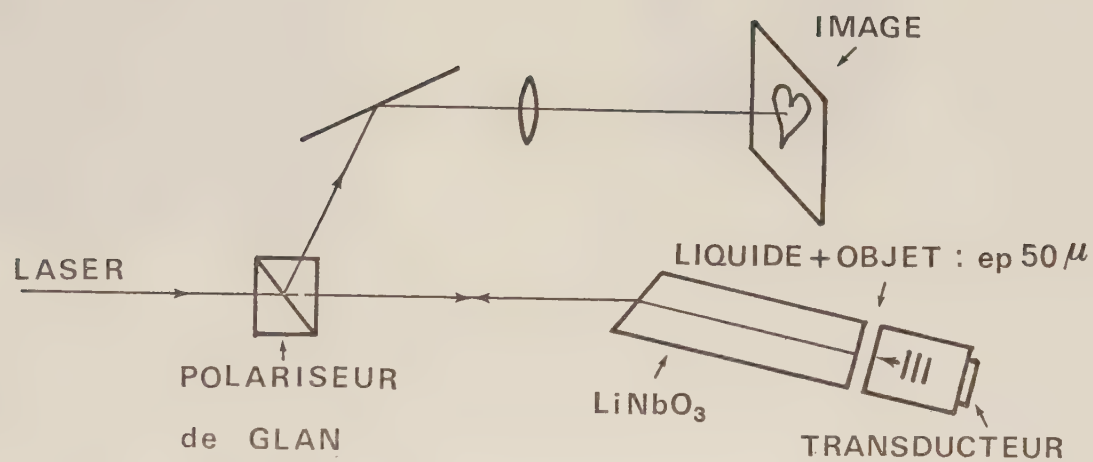


Fig. 2.13. Montage pratique du microscope à ultrasons dans LiNbO_3 .



Fig. 2.11. Photo optique (gauche) et acoustique (droite) d'un piston métallique excitant une couche de CdS. Le diamètre du piston est d'environ 2 mm.

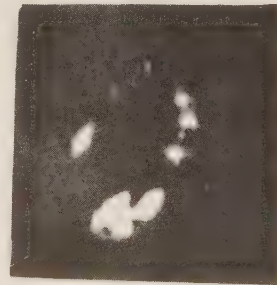
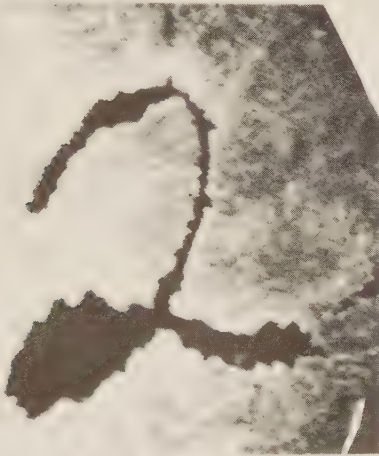


Fig. 2.12. Photo acoustique en transmission (à droite) d'un "2" découpé dans une feuille d'Or (à gauche) et insérée dans une cuve d'eau.

Photo prise par J. Hawlice⁽²⁶⁾

en biais de façon à éviter les résonnances acoustiques dans le cristal

L'objet à étudier était par exemple une feuille d'Or de 0,02 mm d'épaisseur, où était gravée une figure en forme de 2. (fig. 2.13). Le résultat représentant ce 2 vu en transparence par les ultrasons présente le contraste caractéristique des photos par ultrasons.

Le cristal de niobate de Lithium employé avait des inhomogénéités comparables à celles de celui étudié au § 2.2, donc tout a fait appréciables sur la longueur du cristal. Ceci ne semblait pas affecter drastiquement la qualité de l'image, et nous pensons que la raison en a été donnée au § 2.4.

Les effets de changement de fréquence ont aussi été étudiés. Le fait de décroître la fréquence à partir de $f_{\min}$ faisait baisser l'intensité de l'image, sans modifier beaucoup son aspect. Par contre, pour des fréquences légèrement supérieures à $f_{\min}$, elle devient très vite méconnaissable - ce qui est en accord avec nos considérations précédentes (§ 2.4).

Le problème fondamental de la résolution est abordé dans la thèse de J. Havlice⁽²⁶⁾.

III - EXCITATION D'ULTRASONS PAR EFFETS ELECTROSTRICTIFS

THEORIE

L'effet Brillouin stimulé et les mélanges électrostrictifs avec un laser à rubis ont été utilisés très tôt pour exciter des ultrasons^(3,27,28). On va présenter ici une théorie de l'interaction basée sur les mêmes méthodes dérivées de l'effet Borrmann qu'au chapitre I.

3.1. Electrostriction et photoélasticité

On a montré au § 1.1 comment des déformations élastiques pouvaient moduler la lumière par le phénomène de photoélasticité. En termes thermodynamiques, le coefficient photoélastique est une dérivée 3^o du potentiel⁽⁵⁾

$$d\phi = - S dT - D dE \quad (3.1.1)$$

S, T = déformation et tension

D, E = déplacement et champ électriques

ϕ = potentiel thermodynamique

On en tire les relations évidentes :

$$-\frac{\partial^3 \phi}{\partial T \partial E} = \frac{\partial^2 D}{\partial E \partial T} = \frac{\partial^2 S}{\partial E^2} \quad (3.1.2)$$

Ce qui montre que le phénomène d'électrostriction, qui associe une déformation S au champ électrique E est un phénomène réciproque de la photoélasticité, qui relie une polarisation D à un produit T.E.

Physiquement, l'électrostriction est l'action d'un champ E sur les charges électriques opposées présentes à l'intérieur du cristal. C'est une fonction paire du champ électrique, puisque la différence des actions sur des charges de signes opposés ne dépend manifestement pas du sens du champ. On s'attend donc à un déplacement quadratique en fonction d'un champ électrique.

Les équations élastiques sont donc modifiées en présence d'électrostriction par les tensions électrostrictives.

$$\langle \overline{T} \rangle = \langle \langle \overline{c} \rangle \rangle \langle \overline{S} \rangle + \langle \langle \overline{K} \rangle \rangle \vec{E} \times \vec{E}' \quad (3.1.3)$$

$\vec{E}$, $\vec{E}'$ représentent les deux champs laser

$\langle \langle \overline{K} \rangle \rangle$ est relié à $\langle \langle \overline{p} \rangle \rangle$ par les équations 3.1.2,

$$K_{ijkl} = - P_{ijkl} \frac{\epsilon_i^2}{2\epsilon_0} \quad (3.1.4)$$

Dans le cas particulier d'un matériau piézoélectrique, on a :

$$\langle \overline{T} \rangle = \langle \langle \overline{c} \rangle \rangle \langle \overline{S} \rangle + (- \langle \overline{e} \rangle + \langle \langle \overline{K} \rangle \rangle \vec{E}) \vec{E}'$$

$\langle \overline{e} \rangle$ = tenseur piézoélectrique

$\langle \langle \overline{K} \rangle \rangle \vec{E}$ apparaît comme une correction au tenseur piézoélectrique ou comme terme piézoélectrique non linéaire.

3.2. Excitation d'ultrasons par laser

On a vu au § 3.1 que l'électrostriction est l'équivalent de la photoélasticité, quand on échange $\vec{E}$ et $\langle \overline{T} \rangle$.

Dans le cas d'interactions entre ondes électromagnétiques et élastiques, cet échange permutera la diffraction Brillouin et le couplage électrostrictif- ou "diffraction" d'un faisceau acoustique par mélange de deux faisceaux laser dans un cristal. Les con-

ditions de synchronisme ou conditions de Bragg, sont toujours les mêmes :

$$\vec{K} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$$

$$\Omega = \omega_1 - \omega_2$$

En langage quantique, ceci signifie⁽²⁹⁾ la création d'un phonon à partir de deux photons :

$$\text{phonon} = \text{photon 1} - \text{photon 2}$$

Le montage expérimental correspondant sera analogue à celui de la fig. 1.2 : deux lasers à rubis, de fréquences ω_1 et ω_2 se croisant sous l'angle θ excitent l'onde acoustique.

Mais un phénomène nouveau se produira avec des puissances laser suffisamment intenses : les ultrasons intenses alors créés diffracteront la lumière laser, et cette lumière laser réagira à nouveau sur les ultrasons : on est en présence d'un phénomène stimulé. Ceci permet d'envisager la création massive de phonons d'une fréquence donnée à partir d'un seul laser, suivant le mécanisme :

$$\text{photon 1} \rightarrow \text{phonon} + \text{photon 2} \quad (3.2.2)$$

Si la direction du photon 2 est fixée, on aura bien création d'ultrasons monochromatiques. Cette direction 2 peut être soit la direction du laser, soit la direction perpendiculaire si l'on considère les phénomènes se passant dans la ligne focale d'une lentille cylindrique,⁽³⁰⁾ soit n'importe quelle direction si l'on utilise des miroirs extérieurs formant résonateurs.

3.3. Calcul par les surfaces de dispersion

a. Equations générales

La méthode de calcul utilisée au § 1.5 pour l'effet Brillouin peut être transposée directement au cas de l'effet

Brillouin stimulé. On part des équations de propagation de deux ondes couplées - l'onde acoustique et l'onde laser diffractée - sous l'influence d'une onde pompe laser. On suppose que l'onde pompe laser n'est pas influencée par les phénomènes paramétriques⁽⁹⁾. Cette approximation est suffisante pour nos conditions expérimentales, mais pourrait être levée facilement.

Ce terme de couplage électrostrictif est la tension (3.1.4)

$$- p \frac{\epsilon^2}{2\epsilon_0} E E'^*$$

A partir des équations élastiques (1.5.1) et électromagnétiques (1.5.2) on en déduit comme au § 1.5 les équations des ondes couplées :

$$\begin{aligned} \nabla_{\Lambda} \nabla_{\Lambda} E' - \frac{\epsilon}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 E'}{\partial t^2} &= - \frac{\epsilon^2}{\epsilon_0 c^2} p \frac{\partial}{\partial t} \left(S \frac{\partial E}{\partial t} \right) \\ \langle \langle \frac{\partial^2}{\partial t^2} \rangle \rangle \nabla^2 u - \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= - p \frac{\epsilon^2}{2\epsilon_0} \nabla (E \times E') \end{aligned} \quad (3.3.1)$$

et les conditions de synchronisme sont encore :

$$\text{Re}(\vec{k}) = \text{Re}(\vec{k}') + \text{Re}(\vec{K})$$

$$\text{Re}(\omega) = \text{Re}(\omega') + \text{Re}(\Omega)$$

Il vient :

$$\begin{aligned} \left(k'^2 - \frac{\omega'^2 \epsilon}{c^2} \right) E'_i &= \frac{\epsilon^2 \omega^2}{\epsilon_0^2 c^2} p_{ijkl} E'_j S_{kl} \\ \vec{k} &= \vec{K}^* + \vec{k}', \quad \omega = \Omega^* + \omega' \\ \left(K^2 - \frac{\rho \Omega^2}{C} \right) u &= \frac{\epsilon^2}{2\epsilon_0 C} p_{ijkl} K E'_j^* E_i \\ k &= K + k'^* \quad \omega = \Omega + \omega'^* \end{aligned} \quad (3.3.2)$$

où C est la constante élastique du mode acoustique considéré.

b. Amplification spatiale et amplification temporelle

Les équations (3.3.2) déterminent, en présence de couplage P_{ijkl} la modification des quantités :

$$K^2 = \frac{\Omega^2}{v^2}$$

Soit, puisque ces modifications sont faibles :

$$\frac{\Omega}{K} = v(1+g) \quad g \ll 1$$

ce qui est interprété comme une modification de la vitesse des ondes en présence de couplage. Lorsqu'on se rappelle qu'il y a deux champs d'onde 1 et 2 (§ 1.5), on voit que ces deux champs auront des vitesses respectives

$$v(1+g) \quad \text{et} \quad v(1+h)$$

dont l'interaction fournit le mécanisme pendulaire décrit précédemment.

Ce changement de v se traduira dans une expérience réelle par une amplification spatiale ou temporelle⁽³¹⁾ suivant la durée du pulse laser.

L'amplification spatiale, à Ω fixé, se produit pour des pulses lasers longs. La modification de K se produit lors du franchissement d'une surface de discontinuité spatiale, quand l'onde passe d'une région à vitesse v à une région à vitesses $v(1+g)$ et $v(1+h)$. C'était le cas du § 1.5 où le régime était stationnaire

L'amplification temporelle, à K fixé, décrit les phénomènes pour des pulses lasers très courts : par exemple, pour un pulse de 20 ns, l'onde acoustique parcourt une distance de l'ordre de 0,1 mm, et ne traverse aucune surface de discontinuité : elle est presque statique. Sa modification se produit à $t=0$ quand le laser démarre. Sa vitesse passe alors de v à $v(1+g)$

et $v(1+h)$. Lors de cette discontinuité temporelle, la fréquence passe de Ω à $\Omega(1+g)$ et $\Omega(1+h)$. Cette modification peut être détectée en mesurant la fréquence des ultrasons pendant le temps du pulse laser -par exemple par méthode hétérodyne optique avec un laser à gaz.

Les résultats globaux, après la fin du pulse laser, sont évidemment les mêmes si l'on fait le calcul par la description de l'amplification spatiale ou temporelle. Leur rapport est simplement la vitesse des ondes. Dans la suite, nous décrivons une amplification spatiale comme au §1.5.

c. Coefficient de couplage

Les équations (3.3.2) fournissent, en posant :

$$q' = \frac{\omega'}{c} \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}} \quad Q = \Omega \sqrt{\frac{\rho}{c}}$$

et en se rappelant que $S = 1/K u$

$$(k'^2 - q'^2) (K^2 - Q^2) = \frac{G'^2}{4} \quad q'^2 K^2 \quad (3.3.3)$$

où $G' = \frac{\epsilon^3}{\epsilon_0^2} \frac{p^2}{c}$ est le coefficient de couplage entre ces deux ondes laser et acoustique ; ce n'est autre que la variation relative du 2^o ordre de la constante diélectrique produite par la déformation électrostrictive due au champ incident.

L'analogie de G' avec le coefficient G du § 1.5 apparaît quand on l'écrit

$$G'^2 = \chi^2 W_{em}$$

W_{em} est la densité laser, et χ est la même susceptibilité du milieu que celle définie au § 1.5 pour l'effet Brillouin.

d. Surface de dispersion

L'équation (3.3.3) représente une surface de dispersion

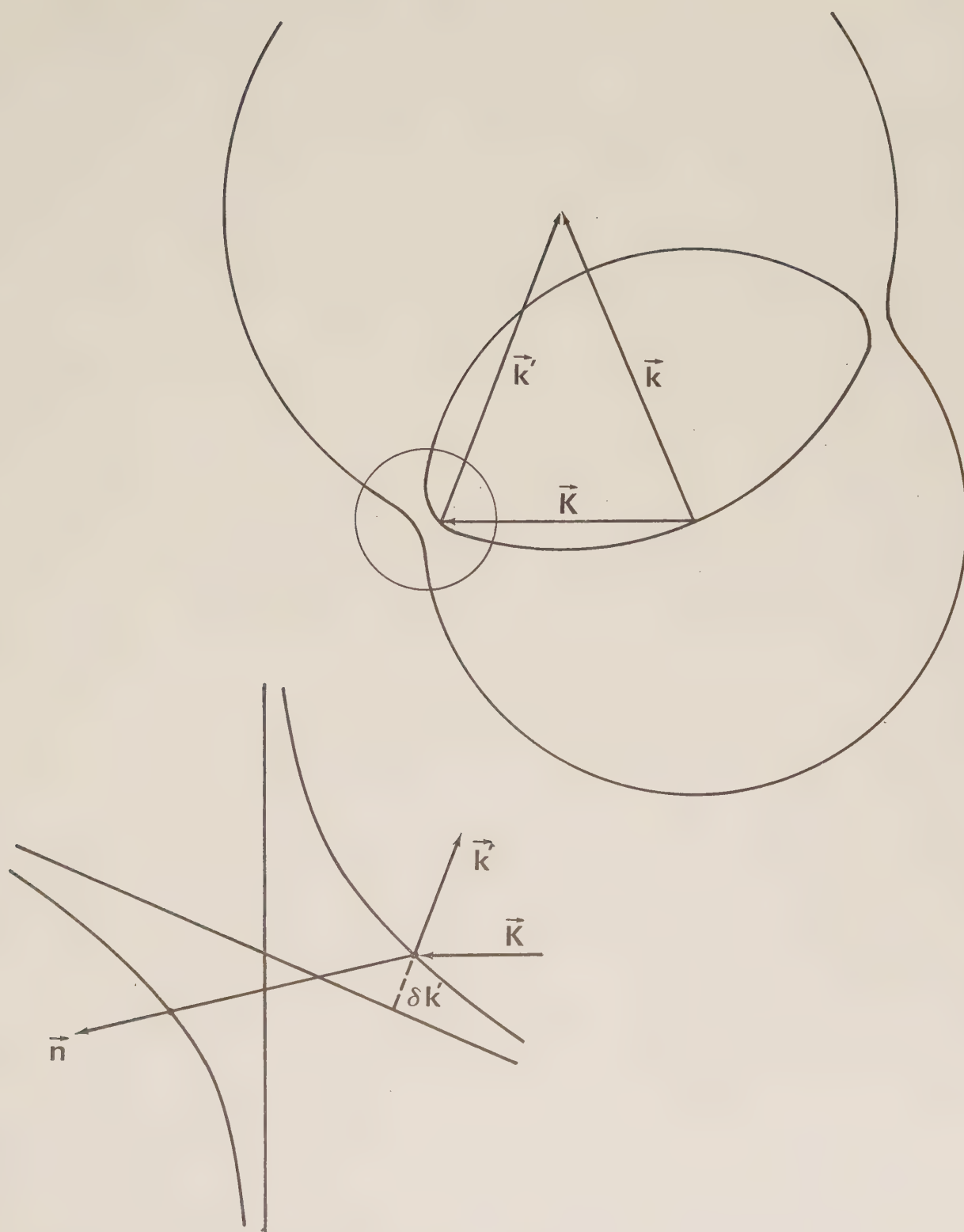


Fig. 3.1. Surface de dispersion pour l'effet Brillouin stimulé, avec agrandissement de la zone où se produit le couplage.

pour $\vec{k}'$ et $\vec{K}$, dont les origines sont séparées par k (vecteur d'onde laser).

Cette surface est composée de deux sphères inégales (fig. 3.1) qui se séparent après de leur intersection quand on est en présence de couplage. L'équation de la courbe de dispersion est dans cette région :

$$\delta k'^* \delta K = \frac{1}{4} G'^2 q'^* Q \quad (3.3.4)$$

où on a posé

$$\delta k' = (\vec{k}' - \vec{q}')_{\vec{k}'}$$

$$\delta K = (\vec{K} - \vec{Q})_{\vec{K}}$$

La résolution exacte des équations est donnée par les conditions aux limites sur la surface de discontinuité -comme au § 1.5.

é. Milieu non absorbant. Effet Brillouin stimulé en transmission.

Dans un milieu non absorbant, tous les coefficients sont réels. On a d'après (3.3.2)

$$\frac{q' \delta k'}{Q \delta K} = \frac{E_i' E_j'^*}{S S^*} = \frac{k^2}{K^2}$$

Si l'on se place aux sommets de l'hyperbole : $\delta K = \delta k'$ (condition de Bragg), : on a :

$$\lambda W_{ac} = \Lambda W_{em} \quad W = \text{densités de l'énergie}$$

$$\frac{P_{ac}}{\omega} = \frac{P_{em}}{\Omega} \quad P = \text{flux d'énergie}$$

C'est la formule de Manley Rowe.

Dans le cas de la transmission, (fig. 3.1), les intersections avec l'hyperbole sont réelles ; on a comme au § 1.5 un mécanisme pendulaire, de période

$$L = \frac{2\pi}{G' \sqrt{q'Q}} \sin \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\theta}{2} \right)$$

Il y a amplification par onde inverse. Les résultats sont représentés fig. 3.2.

f. Milieu très absorbant. Cas de la réflexion à 180°

On trouvera ailleurs⁽¹³⁾ le traitement détaillé de nombreux autres cas particuliers. Un cas pratique important est celui où l'absorption acoustique est très grande devant le couplage. Elle se soustrait à lui, au point d'interdire tout mécanisme pendulaire, donc toute oscillation spontanée.

A une constante élastique complexe

$$C = |C| e^{i\Delta}$$

correspond un vecteur d'onde complexe

$$Q = |Q| e^{-i\Delta/2}$$

on redéfinit

$$\delta \vec{K} = \vec{K} - \vec{Q} \qquad \delta \vec{K}' = \vec{K}' - \vec{q}'$$

$$\delta' \vec{q} = \vec{K} - \vec{Q} - \vec{q}'^* = -i \operatorname{Im} (\vec{Q} - \vec{q}')$$

D'où

$$\delta \vec{K} + \delta \vec{K}'^* = \delta' \vec{q}$$

L'équation de la surface de dispersion est complexe :

$$\frac{\delta k'^*}{q'^*} \frac{\delta K}{Q} = \frac{G'}{4} \qquad (3.3.5)$$

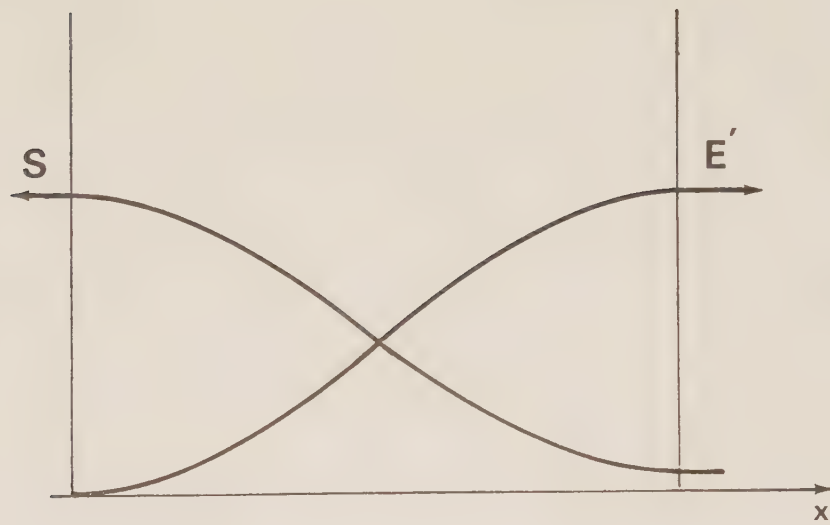
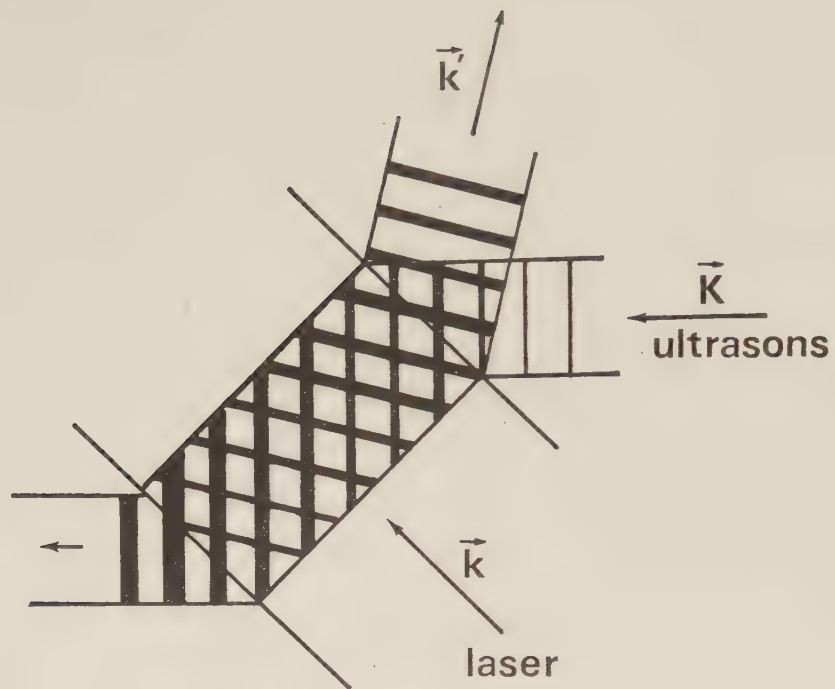


Fig. 3.2. Effet Brillouin stimulé en transmission. Amplification par onde inverse.

et les densités d'énergie restent :

$$\frac{\delta k^i}{\delta K} \cdot \frac{|E^i|^2}{|S|^2} = \frac{k^i}{K} \quad (13.3.6)$$

Imaginons un écart à l'angle de Bragg. Par exemple dans le milieu, mais en dehors du faisceau laser, l'onde laser incidente est pilotée par le vecteur d'onde $\vec{q}_1 = \vec{q}^i + \delta_1 \vec{q}^i$, dont on appelle $\delta_1 \theta$ l'écart à la direction $\vec{q}^i$. Les conditions aux limites de part et d'autre de la surface limitant le faisceau laser sont :

$$\delta \vec{k} \cdot \vec{n} = \delta_1 \vec{q}^i \cdot \vec{n}$$

on pourrait d'ailleurs supposer tout aussi bien que c'est l'onde acoustique qui est incidente. On aurait, avec des notations évidentes :

$$\delta \vec{K} \cdot \vec{n} = \Delta_1 \vec{Q} \cdot \vec{n}$$

Nous cherchons une relation entre $\delta^i k$ et δK -projections de $\delta \vec{k}$ et $\delta \vec{K}$ sur $\vec{q}^i$ et $\vec{Q}$ respectivement; elle sera de la forme :

$$\delta k^i * = \eta (\delta K - \Delta^i Q)$$

C'est l'équation d'une droite complexe -on reconnaît la méthode du § 1.5, avec :

$$\eta = - \frac{\vec{n} \cdot \vec{q}^i}{\vec{q}^i \cdot \vec{q}^i} / \frac{\vec{n} \cdot \vec{Q}}{\vec{Q} \cdot \vec{Q}} \quad (3.3.7)$$

$$\Delta^i q = (\delta^i \vec{q} - \delta_1 \vec{q}^i *) \frac{Q}{Q} \quad (3.3.8)$$

$\Delta^i q$ représentant la somme de l'écart à l'angle de Bragg et de l'atténuation acoustique, exprimés en vecteurs d'onde.

Les intersections avec la courbe de dispersion (3.3.5)

fournissent les solutions

$$2\delta K = \Delta' q \pm \sqrt{(\Delta' q)^2 + \frac{q'^* Q G'^2}{\eta}} \quad (3.3.9)$$

$$\delta k'^* = -\eta \Delta' q \pm \eta \sqrt{(\Delta' q)^2 + \frac{q'^* Q G'^2}{\eta}}$$

Si maintenant on pose :

$$\alpha^2 = \frac{q' Q G'^2}{4\eta |\Delta' q|^2}$$

Une onde acoustique très absorbante sera définie par

$$|4\alpha^2| \ll 1$$

Il restera des deux champs d'onde définis par (3.3.9) :

$$1. \quad \left| \begin{array}{l} \delta K = \Delta' q \\ \delta k' = -\eta \alpha^2 \Delta' q \end{array} \right. \quad (3.3.10)$$

$$2. \quad \left| \begin{array}{l} \delta K = \alpha^2 \Delta' q \\ \delta k' = -\eta \Delta' q \end{array} \right.$$

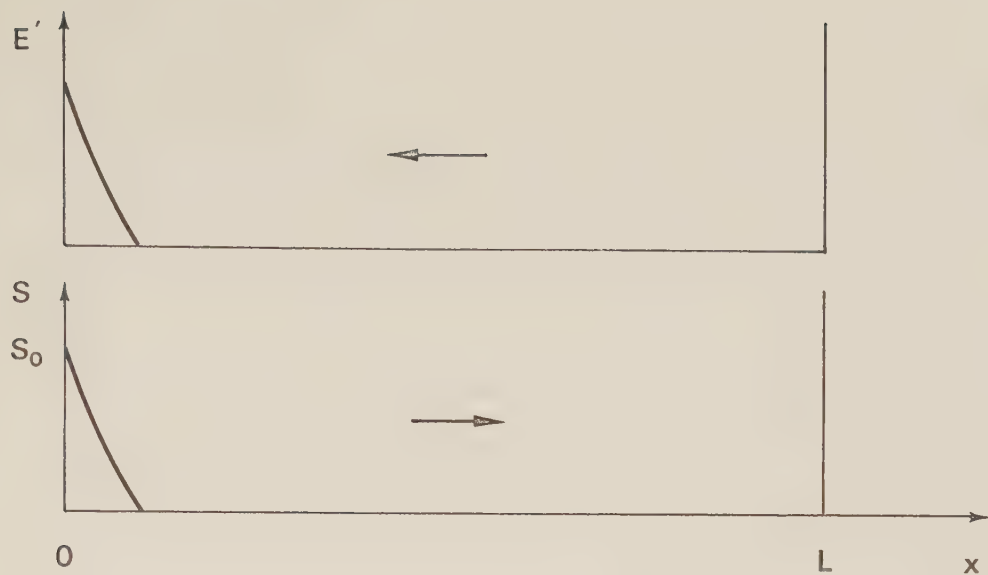
Pour l'effet Brillouin stimulé en réflexion

$$2\theta = 180^\circ \quad q' = q = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(Q)$$

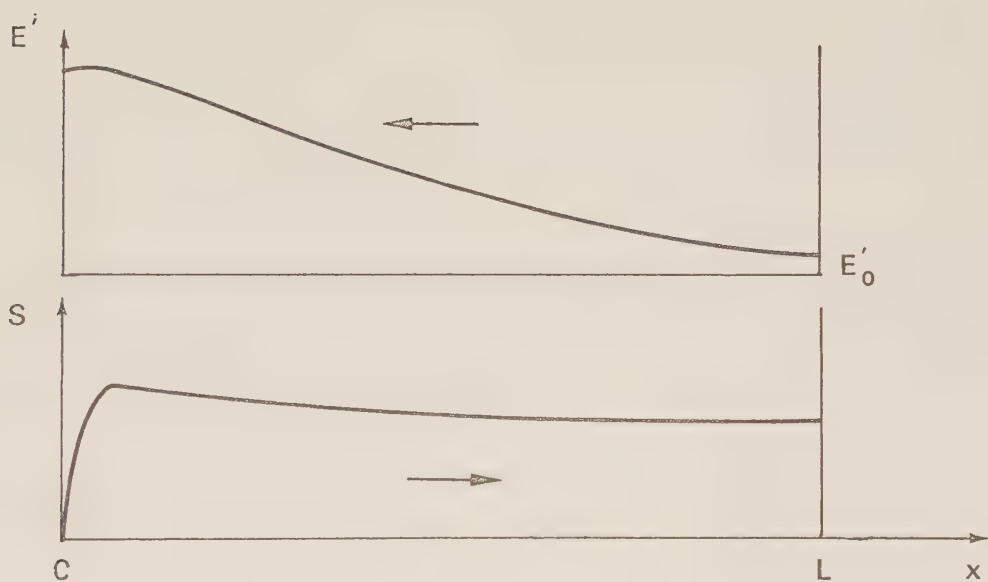
Les relations de Manley Rowe (3.3.6) se réduisent à

$$\frac{W_{ac}}{W_{em}} = \begin{cases} 2\alpha^2 & \text{pour le champ d'onde 1} \\ 2/\alpha^2 & \text{pour le champ d'onde 2} \end{cases}$$

Considérons maintenant les cas physiques suivants dans un milieu de longueur L ($QL \gg 1$)



a : S INCIDENT



b : E' INCIDENT

Fig. 3.3. Effets Brillouin stimulés à 180° dans un milieu très absorbant pour les ultrasons.

a : Signal = onde acoustique S_0 Idler = onde E' diffractée
 b : Signal = onde laser E'_0 . Idler = ultrasons produits

- On introduit une source ultrasonore par la surface d'entrée ($x=0$) (cas de l'effet Brillouin stimulé).

Les conditions aux limites sont :

$$x = 0 : u = u_0 ; x = L : E' = 0$$

On a alors pratiquement la solution 2 :

$$\delta K = - i\alpha^2 \text{Im}(Q)$$

Les ultrasons conservent leur atténuation naturelle forte. L'énergie lumineuse créée est seulement α^2 fois celle que prévoit Manley Rowe (fig. 3.3).

Dans les montages d'effet Brillouin stimulé -où les sources ultrasonores sont les phonons thermiques répartis dans tout le cristal- l'amplification observée n'est autre que l'intégration des champs E' ainsi calculés pour chaque endroit dans le cristal⁽³²⁾.

- On introduit maintenant une onde lumineuse E' par la face de sortie $x = L$ (cas du mélange électrostrictif). Ces conditions aux limites sont :

$$x = 0 : u = 0 ; x = L : E' = E'_0$$

On a alors la solution 1 :

$$\delta k' = - i\alpha^2 \text{Im}(Q)$$

sauf sur une distance de la surface d'entrée de l'ordre de $1/\text{Im}(Q)$. L'onde lumineuse est amplifiée, avec un coefficient $\alpha^2 \text{Im}(Q)$

L'énergie ultrasonore créée est seulement α^2 fois celle prévue par Manley Rowe.

3.4 Figures de mérite

Lorsqu'on veut utiliser un laser pour exciter des ultrasons, un problème important est le rendement de l'opération : quelle sera la quantité d'ultrasons créée, si l'on dispose d'une puissance laser donnée ?

a. Amplification d'ultrasons : signal = ultrasons
Idler = laser diffracté.

Le coefficient d'amplification est le δK du § 3.3 :

$$\delta K = \frac{1}{2} G' Q q'$$

L'amplification totale pendant la durée du pulse laser est :

$$\frac{1}{2} G'(q'l_1) (Ql_2)$$

l_1 = longueur parcourue par la lumière laser

l_2 = longueur parcourue par les ultrasons.

Or : $l_2 = Vt$ t = durée du pulse laser

D'où le coefficient d'amplification

$$\frac{\Delta P_S}{P_S} = \frac{1}{8} \frac{n^6 p^2}{z c^2} \omega \Omega P t t' \quad (3.4.1)$$

P = puissance laser

t' = temps de transit des phonons à travers le laser.

b. Excitation d'ultrasons : Signal = laser à fréquence $\omega + \Omega$
Idler = ultrasons

La figure de mérite est alors la quantité d'ultrasons créée à partir du mélange des deux faisceaux laser.

L'amplification du signal est pilotée par

$$\delta k' = \frac{1}{2} G' q' Q$$

d'où, comme on a pour les ultrasons,

$$\frac{\Delta P'}{P'} = \frac{1}{8} \frac{n^6 p^2}{z c^2} \omega \Omega P t t'$$

L'amplification de P' correspond à la quantité d'ultrasons créée.

$$P_S = \Delta P' \frac{\Omega}{\omega}$$

soit :

$$P_S = \frac{1}{8} \frac{n^6 p^2}{z c^2} P P' \Omega^2 t^2 \quad (3.4.2)$$

On voit que la qualité d'un matériau est liée à

$$\frac{n^6 p^2}{z}$$

n = indice de réfraction ;

p = constante photoélastique

z = impédance acoustique

Les résultats numériques⁽³³⁾ sont similaires à ceux de l'effet Brillouin^(6,7,8), et seront présentés au § 5. Vers 1 GHz, on peut avec un laser à rubis déclenché de puissance 1MW/mm² exciter une puissance acoustique d'environ 1mW/mm², restant ainsi très en dessous de la limite théorique de Manley Rowe.

3.5. Pression de radiation

Lorsque le laser arrive sur un diélectrique transparent, une tension s'exerce à la surface de ce diélectrique, due à la discontinuité. Cette discontinuité entraîne 3 effets différents :

- la réflexion d'une partie de la puissance laser

entraîne une pression dans le sens de propagation du laser

- la constante diélectrique à l'intérieur du corps entraîne que la densité d'énergie y est environ n^2 fois supérieure. Il s'ensuit une pression dirigée de l'intérieur du cristal, appelée tension de Maxwell Faraday.

- les effets électrostrictifs, qui s'annulent à l'intérieur du cristal en dehors des conditions de Bragg, subsistent sur la surface et créent une pression dont le sens dépend du signe de la constante photoélastique p . En général, p est positif, cette pression tend à comprimer le cristal et est donc en sens opposé à celle de Maxwell Faraday.

En général, on peut négliger la réflexion, faible devant les deux derniers phénomènes, et la pression à la surface du cristal est :

$$T = \frac{1}{2} \epsilon_0 (n^2 - 1) E^2 - \frac{1}{2} p \cdot \epsilon_0 n^4 E^2 \quad (3.5.1)$$

Si le laser est modulé à la fréquence Ω , la tension alternative T entraînera une puissance acoustique, qui est, d'après (1.2.2) :

$$P_S = \frac{1}{8} P_i^2 \frac{|(n^2 - 1) - p n^4|^2}{z c^2} \quad (3.5.2)$$

La puissance créée est similaire à celle créée en volume par électrostriction (3.4.2). Le facteur correctif est $(\Omega t)^2$, ce qui représente l'addition des phases sur les N périodes acoustiques couvertes par le pulse laser : en volume, les ultrasons sont excités de façon résonnante pendant toute cette durée t .

IV - EXCITATION D'ULTRASONS PAR EFFETS D'ECHAUFFEMENT

THEORIE

Les phénomènes d'échauffement harmonique sont utilisables pour exciter des ultrasons vers 1 GHz. La théorie montre d'une part comment le laser chauffe un matériau, et d'autre part comment cet échauffement est efficace pour exciter une onde élastique.

4.1. Les équations thermoélastiques

Soit un solide homogène dont les propriétés élastiques obéissent à la loi générale du § 1.2.

$$\langle \overline{T} \rangle = m \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial \tau^2} \quad (4.1.1)$$

$$\langle \overline{T} \rangle = \langle \overline{\overline{c}} \rangle \cdot \langle \overline{S} \rangle \quad (4.1.2)$$

Les méthodes électrostrictives de production d'ultrasons revenaient à introduire un terme supplémentaire d'excitation dans (4.1.2), qui était la tension électrostrictive. Il est possible également d'exciter des ultrasons en introduisant non une tension, mais une déformation, dont la valeur prendra place dans (4.1.2)

$$\langle \overline{T} \rangle = \langle \overline{\overline{c}} \rangle (\langle \overline{S} \rangle - \langle \overline{S}_D \rangle) \quad (4.1.3)$$

Une méthode simple et efficace pour produire $\langle \overline{S}_D \rangle$ est la dilatation thermique. Supposons que la température du corps soit fonction de la position et du temps

$$\theta = \theta(x, y, z, \tau)$$

La déformation associée en chaque point est :

$$\langle \vec{S}_D \rangle = \begin{vmatrix} a_1 \theta & 0 & 0 \\ 0 & a_2 \theta & 0 \\ 0 & 0 & a_3 \theta \end{vmatrix} \quad (4.1.4)$$

a_1 a_2 a_3 sont les trois coefficients de dilatation linéaire. (4.1.3) devient donc

$$\langle \vec{T} \rangle = - \langle \vec{c} \rangle (\langle \vec{S} \rangle - \langle \vec{a} \rangle \theta) \quad (4.1.5)$$

Ce qu'on peut interpréter⁽³⁴⁾ en disant que l'échauffement à l'intérieur du corps produit une force reliée au gradient de température par :

$$\vec{F} = - (\langle \vec{c} \rangle \times \langle \vec{a} \rangle) \vec{\nabla} \theta$$

Ce qui s'exprime dans le cas d'un milieu isotrope

$$\vec{F} = - c_{11} d \vec{\nabla} \theta \quad (4.1.6)$$

c_{11} = constante élastique de compression

c_{66} = constante élastique de cisaillement

a = coefficient de dilatation linéaire

$$d = 3a \left(1 - \frac{4}{3} \frac{c_{66}}{c_{11}} \right)$$

Dans le cas d'un liquide, d est simplement le coefficient de dilatation cubique.

4.2. Excitation d'ultrasons par échauffement harmonique d'une surface

On a vu qu'une température θ non uniforme induit des tensions. Si maintenant θ varie harmoniquement en fonction du temps, on crée une onde élastique à la même fréquence. Le calcul⁽³⁵⁾ de l'amplitude de vibration se fait à partir des

équations de propagation (4.1.1) et (4.1.5) :

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (4.2.1)$$

$$T = c_{11} \frac{\partial u}{\partial x} - c_{11} d\theta$$

où on a supposé le milieu isotrope. Les équations de propagation de u et T sont donc

$$\left| \begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= c_{11} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - c_{11} d \frac{\partial \theta}{\partial x} \\ \frac{c_{11}}{\rho} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} &= \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} + c_{11} d \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} \end{aligned} \right. \quad (4.2.2)$$

Si on injecte pour θ une solution de la forme :

$$\theta = \Theta \exp(i\omega t - \tau x)$$

C'est-à-dire harmonique en fonction du temps et décroissant exponentiellement à partir de la surface $x=0$, il vient, pour les équations élastiques de propagation dans la direction x :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\rho \omega^2}{E_{11}} \right) u = - \tau \Theta \exp(-\tau x)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\rho \omega^2}{c_{11}} \right) T = - \frac{\rho \omega^2}{c_{11}} d\Theta \exp(-\tau x)$$

dont les solutions sont :

$$\left| \begin{aligned} u &= u_0 \exp(-ikx) - \frac{\tau}{\tau^2 + k^2} d\Theta \exp(-\tau x) \\ T &= T_0 \exp(-ikx) - c_{11} \frac{k^2}{\tau^2 + k^2} d\Theta \exp(-\tau x) \end{aligned} \right. \quad (4.2.3)$$

où $k^2 = \rho \omega^2 / c_{11}^2$.

(u_0, T_0) déterminent l'amplitude de l'onde acoustique engendrée et sont reliées par la relation

$$T_0 = i k c_{11} u_0 \quad (4.2.4)$$

Leurs valeurs sont déterminées par les conditions aux limites sur la surface $x = 0$.

Par exemple, si cette surface est une surface libre d'un solide ou d'un liquide $-T(x=0) = 0$ - il vient :

$$u_0 = - i \frac{k}{\tau^2 + k^2} d\theta \quad T_0 = c_{11} \frac{k}{\tau^2 + k^2} d\theta$$

et la puissance acoustique engendrée est, d'après (1.2.2)

$$P_S = \frac{1}{2} \rho V^3 \left(\frac{k^2}{\tau^2 + k^2} \right)^2 d^2 \theta^2 \quad (4.2.5)$$

Si au contraire $x = 0$ est fixe, c'est-à-dire $u(x=0) = 0$:

$$u_0 = \frac{\tau}{\tau^2 + k^2} d\theta \quad T_0 = i c_{11} \frac{k\tau}{\tau^2 + k^2} d\theta$$

et la puissance acoustique est :

$$P_S = \frac{1}{2} \rho V^3 \left(\frac{k\tau}{\tau^2 + k^2} \right)^2 d^2 \theta^2 \quad (4.2.6)$$

Cas où $x=0$ est une interface

Un cas pratique important est celui où $x > 0$ est un liquide optiquement absorbant (coefficient d'absorption $\tau \ll k$), et $x < 0$ un solide optiquement transparent (quartz, corindon...) servant de ligne à retard acoustique.

On suppose que la chaleur engendrée dans le liquide pénètre dans ce milieu par conduction thermique sur une profondeur très faible ($\delta_T k_2 \ll 1$). Les équations 4.2.3 sont pour

les milieux liquides et solides, appelés respectivement 1 et 2.

$$\left| \begin{array}{l} u_1 = u_{10} \exp(-ik_1 x) - \frac{\tau}{k_1^2} d_1 \Theta \exp(-\tau x) \\ T_1 = T_{10} \exp(-ik_1 x) - c_2 d_2 \Theta \exp(-\tau x) \end{array} \right.$$

$$\left| \begin{array}{l} u_2 = u_{20} \exp(+ik_2 x) - \delta_T d_2 \Theta \exp(\delta_T x) \\ T_2 = T_{20} \exp(+ik_2 x) - c_2 k_2^2 \delta_T^2 d_2 \Theta \exp(\delta_T x) \end{array} \right.$$

où $T_{10} = i k_1 c_1 u_{10}$

$T_{20} = -i k_2 c_2 u_{20}$

Les conditions aux limites, pour $x = 0$, sont :

$$u_2 = u_1$$

$$T_2 = T_1$$

D'où les solutions :

$$u_{10} = \frac{\Theta}{i\omega} \frac{1}{z_1 + z_2} (c_1 d_1 - c_2 d_2 (k_2 \delta_T)^2 - i c_2 d_2 (k_2 \delta_T) + i c_2 d_1 (\tau k_2 / k_1^2))$$

$$u_{20} = \frac{\Theta}{i\omega} \frac{1}{z_1 + z_2} (c_1 d_1 - c_2 d_2 (k_2 \delta_T)^2 + i c_1 d_2 (k_1 \delta_T) - i c_1 d_1 (\tau / k_1))$$

En négligeant la dilatation du cristal, qui d'une part est faible, et d'autre part se produit sur des profondeurs très faibles, il reste les solutions pour l'amplitude de l'onde acoustique engendrée :

$$u_{10} = \left[-i(1 + z_2/z_1)^{-1} + (1/k_1) (1 + z_2/z_1)^{-1} \right] \frac{d_1}{k_1} \Theta$$

$$u_{20} = i (1 + z_2/z_1)^{-1} \frac{d_1}{k_1} \Theta$$

On retrouve au passage le cas limite de (4.2.5) si $z_2 \rightarrow 0$, et de (4.2.6) si $z_2 \rightarrow \infty$.

4.3. Excitation résonnante en volume

Supposons que la variation spatiale et temporelle de température soit de la forme :

$$\exp i (\omega t - kx) \quad (4.3.1)$$

C'est-à-dire qu'elle suive la périodicité des ultrasons. Ceci est accompli facilement par interférence d'un laser modulé avec lui-même après réflexion sur un miroir ; l'angle d'incidence fixe k . On suppose que la diffusion de la chaleur est inférieure à k pendant une période acoustique, et que l'amplitude acoustique n'influe pas sur la température du milieu⁽³⁶⁾.

L'excitation résonnante produite par (4.3.1) obéit alors aux équations (4.2.2) :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - 2i k \frac{\partial u}{\partial x} = - i k d\theta$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - 2i k \frac{\partial T}{\partial x} = - c k^2 d\theta$$

dont les solutions sont :

$$u = \frac{i}{4} \frac{d\theta}{k} [(1 - A - 2ikx) \exp(-ikx) + B \exp(ikx)] \quad (4.3.2)$$

$$T = \frac{1}{4} c_{11} d\theta [(1 + A + 2ikx) \exp(-ikx) + B \exp(ikx)]$$

A et B sont déterminés par les conditions aux limites.

Si par exemple : $u(x=0) = T(x=0) = 0$, la puissance acoustique engendrée est :

$$P = \frac{1}{8} \rho v^3 d^2 \theta^2 [k^2 x^2 - (1-2ikx) \sin^2 \frac{kx}{2}] \quad (4.3.3)$$

elle est presque proportionnelle à $(kx)^2 = (2\pi N)^2$, où N est le nombre de périodes acoustiques pendant le pulse laser. On rejoint les phénomènes résonnants des § 3.3 et 3.4.

4.4. Echauffement par laser modulé

a. Diélectriques absorbants

Supposons que le laser arrive normalement sur la surface plane d'un corps absorbant. Le coefficient de réflexion est R , l'absorption dans le corps τ . L'élévation de température est :

$$\theta(x, t) = \int_0^t \frac{(1-R) P_L(t)}{J C \rho} \tau e^{-\tau x} dt$$

ρ = densité

C = chaleur spécifique

P_L = puissance laser

Notre intention étant d'exciter des ultrasons à la fréquence ω , nous allons utiliser un laser modulé à la fréquence ω .

$$P(t) = P (1 - M \cos \omega t)$$

M = taux de modulation ($0 < M < 1$)

L'expression de la température est alors :

$$\theta = \frac{(1-R)P_L}{J C \rho} \left(t - \frac{M}{\omega} \sin \omega t \right) \tau e^{-\tau x} \quad (4.4.1)$$

On voit que θ est la somme de deux termes : (fig. 4.1) l'un correspond à l'échauffement du corps par la puissance laser moyenne ; l'autre varie harmoniquement avec la puissance crête du laser -avec un retard de $\frac{\pi}{2}$ -et crée les hypersons.

Le rapport de l'échauffement harmonique à l'échauffement continu est :

$$\frac{\theta_{HARM}}{\theta_{RECT}} = \frac{M}{2\pi N} \ll 1$$

N = nombre de périodes acoustiques pendant le pulse laser.

b/ Métaux

Dans le cas des métaux, le coefficient d'absorption optique α est très grand (de l'ordre de $50\mu^{-1}$), l'échauffement est très localisé en surface, et le mécanisme prépondérant pour la répartition des températures est en général la conduction thermique à l'intérieur du métal.

Comme précédemment, θ est composé d'un terme rectifié dû à l'intégration de la puissance laser et d'un terme harmonique variant à la fréquence de modulation du laser.

$$\theta = \theta_{\text{RECT}} + \theta_{\text{HARM}}$$

dont les expressions sont maintenant déterminées par la conductivité thermique⁽³⁷⁾ :

$$\theta_{\text{RECT}} = \frac{2 P_L (1-R)}{J} K^{-1} (\kappa t)^{1/2} \text{ierfc} \left[\frac{x}{2} (\kappa t)^{-1} \right] \quad (4.4.3)$$

$$\theta_{\text{HARM}} = \frac{M P_L (1-R) e^{-i\pi/4}}{J} K^{-1} \left(\frac{\kappa}{\omega} \right)^{1/2} \exp \left[-x \left(\frac{\omega}{2\kappa} \right)^{1/2} \right] \exp \left\{ i \left[\omega t - x \left(\frac{\omega}{2\kappa} \right)^{1/2} \right] \right\} \quad (4.4.4)$$

K = conductivité thermique

$\kappa = K/\rho C$ = diffusivité thermique

$$\text{ierfc}(y) = \int_y^\infty \text{erfc}(\xi) d\xi \quad ; \quad \text{erfc}(y) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y \exp(-\xi^2) d\xi$$

On voit que θ_{HARM} ressemble à une onde évanescente, avec un vecteur d'onde :

$$\left(\frac{\omega}{\kappa} \right)^{1/2} e^{i\pi/4} = \dots$$

Son amplitude à $x = 0$ est :

$$\frac{M P_L (1-R)}{J C \rho} \frac{1}{\omega \delta_T} \quad (4.4.5)$$

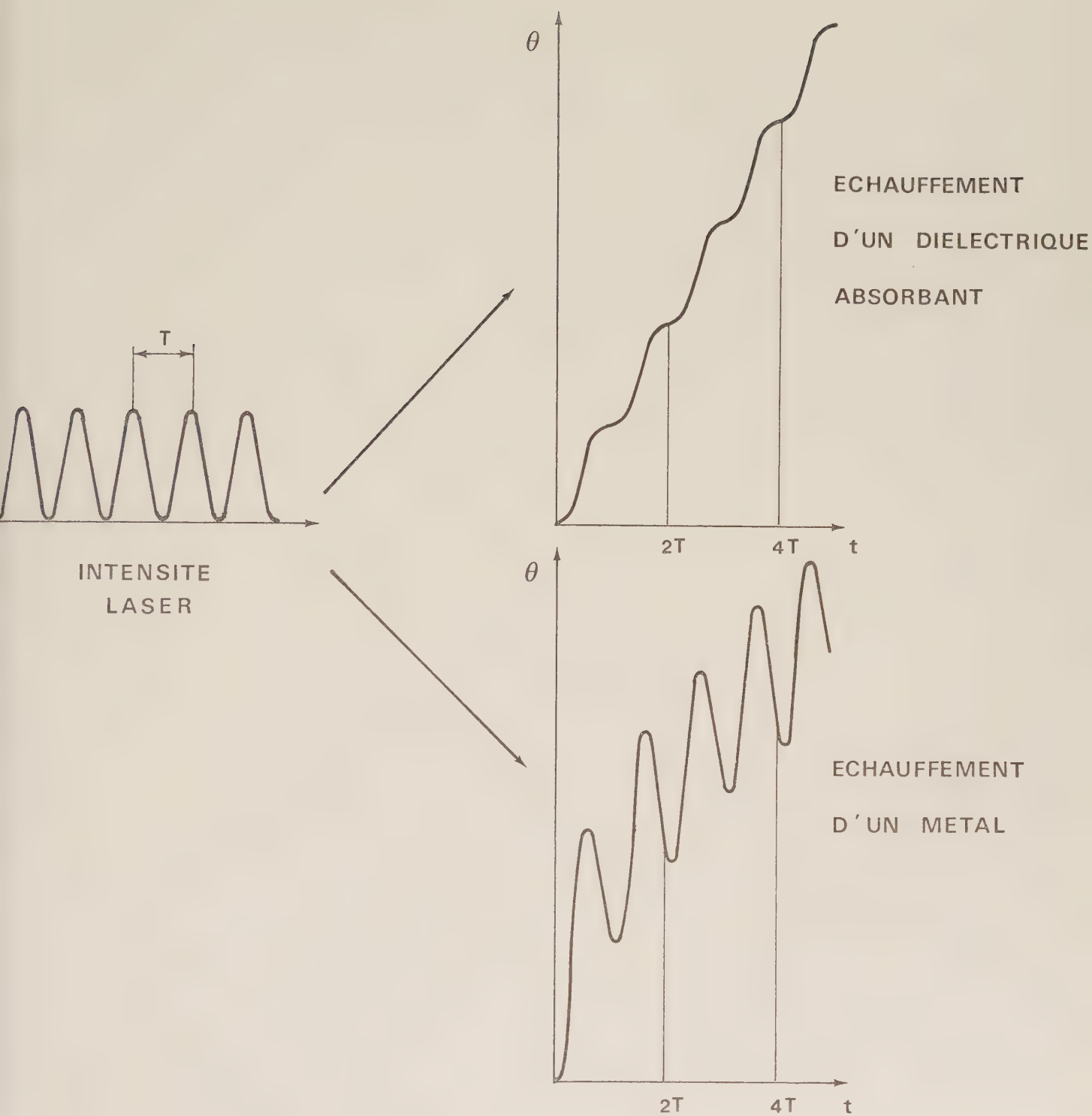


Fig. 4.1. Echauffement par laser modulé. La valeur de l'échauffement est déterminée : -pour les diélectriques absorbants, par le coefficient d'absorption. -pour les métaux, par la diffusivité thermique.

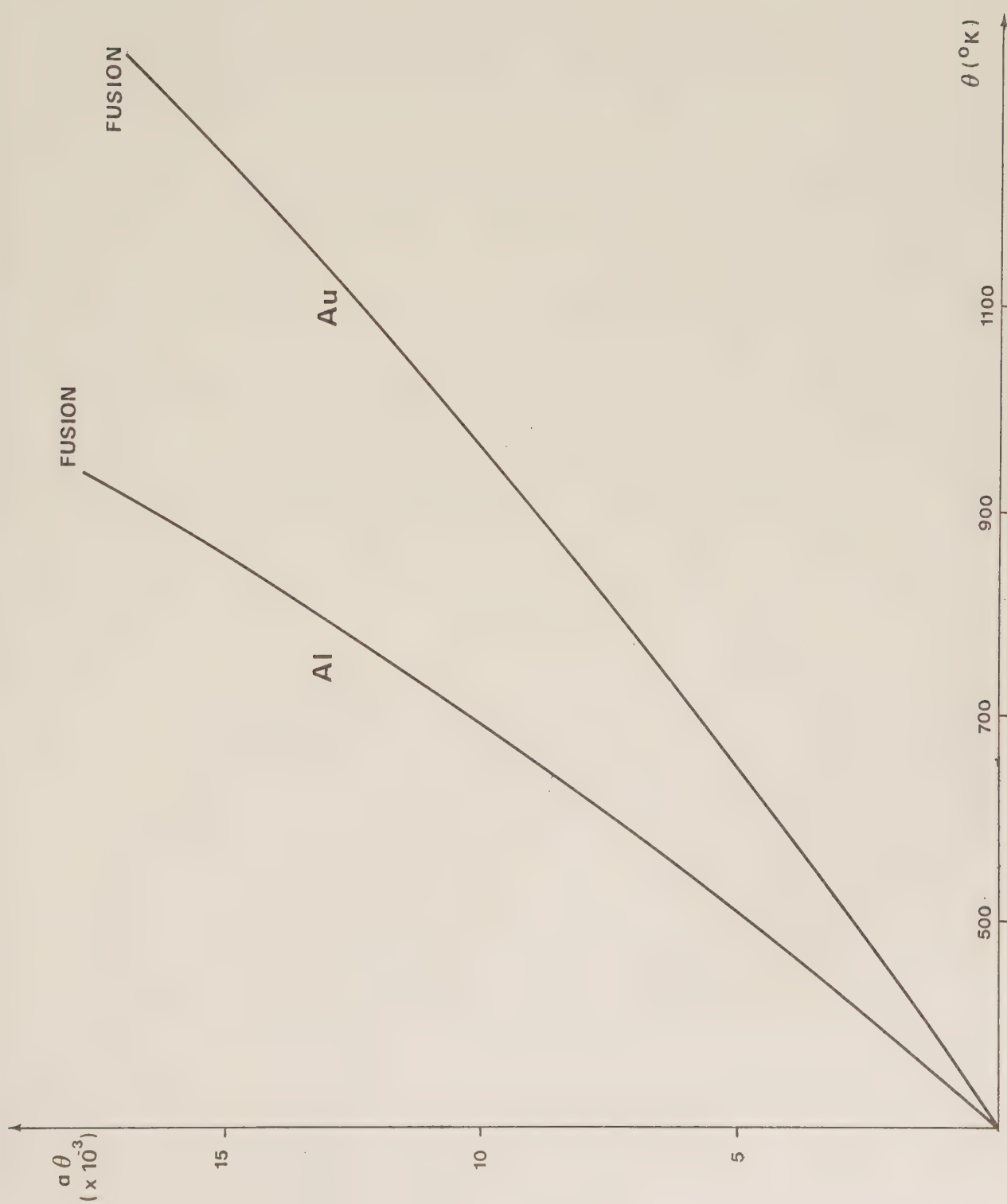


Fig. 4.2. Dilatation linéaire de l'Or et de l'aluminium.

La quantité $\delta_T = |\tau|^{-1}$ est la profondeur de peau thermique pour l'échauffement sinusoïdal à la fréquence ω : elle est plus grande que le coefficient d'absorption α^{-1} pour la plupart des métaux, pour des fréquences inférieures à 10^{10} Hz. Ceci justifie notre affirmation départ, -l'échauffement est localisé en surface.

θ_{RECT} contribue comme précédemment à la plus grande partie de l'échauffement, et on a en surface (fig. 4.1) :

$$\frac{\theta_{HARM}}{\theta_{RECT}} = \frac{M}{2 \operatorname{ierfc}(0) (2\pi N)^{1/2}} \quad (4.4.6)$$

4.5. Figures de mérite

Le paragraphe 4.2 nous a montré quelle est la puissance acoustique excitée à partir d'un échauffement donné, et le § 4.4 quel est l'échauffement pour une puissance laser donnée. La combinaison des résultats nous donne la figure de mérite -c'est-à-dire la puissance acoustique en fonction de la puissance laser.

Les échauffements par laser à rubis déclenché peuvent être très intenses, donc efficaces pour exciter des ultrasons. Les formules sont applicables dans une large gamme de températures, les dilatations thermiques sont généralement très linéaires (fig. 4.2). On pourra en général aisément atteindre la fusion et la vaporisation des corps- si bien qu'une autre figure de mérite pratique sera en général la puissance acoustique maximum excitable avant la fusion ou la vaporisation dont on appellera la température θ_{max} .

a/ Métaux

La conduction thermique répartit la chaleur sur l'épaisseur de peau δ_T , en général inférieur à la longueur d'onde

acoustique.

$$k \delta_T < 1 \leq \alpha \delta_T \quad (4.5.1)$$

la puissance acoustique est alors, d'après (4.2.5) et (4.4.4)

$$P_S = \frac{1}{2} (k \delta_T)^2 \frac{d^2 V}{J^2 C^2 \rho} P_L^2 M^2 (1-R)^2 \quad (4.5.2)$$

V = vitesse du son.

(4.5.1) est vérifié pour de bons conducteurs comme Au ou Al jusqu'à des fréquences de l'ordre de 10^{10} Hz.

La puissance acoustique maximum liée à $\theta_{\max}$ est calculée d'après (4.4.6), puisque θ_{RECT} est responsable de la plus grande partie de l'échauffement.

$$P_{\max} = 0.79 \frac{\omega K^2 d^2 M^2 \theta_{\max}^2}{t z C^2} \quad (4.5.3)$$

t = durée du pulse laser

Dans le cas d'un solide composé, comme un film métallique déposé sur un cristal diélectrique, le problème est plus compliqué à cause des réflexions thermiques et acoustiques à l'interface métal-diélectrique. Le coefficient de réflexion thermique à l'interface est ⁽³⁷⁾

$$\alpha = \frac{1-\sigma}{1+\sigma} \quad \text{avec} \quad \sigma = \frac{K_1}{K_2} \left(\frac{\kappa_1}{\kappa_2} \right)^{1/2}$$

D'où :

$$\theta_{\text{RECT}} = \frac{2P_0 (\kappa t)^{1/2}}{K} \sum_{n=0}^{\infty} \alpha^n \left\{ \text{ierfc} \frac{2n\ell+x}{2(\kappa t)^{1/2}} + \alpha \text{ierfc} \frac{2(n+1)\ell-x}{2(\kappa t)^{1/2}} \right\}$$

Dans beaucoup de cas, l'épaisseur du film est supérieure à δ_T si bien que θ_{HARM} n'en n'est pas affecté.

b. Diélectriques absorbants

Soit τ le coefficient d'absorption optique. On a d'après (4.2.5), (4.2.6), (4.4.1).

$$P_S = \frac{1}{2} \frac{d^2 V}{J^2 C^2 \rho} \left(\frac{\tau}{k} \right)^{2j} P_L^2 M^2 \quad (4.5.4)$$

$j = 1$ pour une surface libre $T(x=0) = 0$

$j = 2$ pour une surface rigide $u(x=0) = 0$

Pour une interface, on a pour la puissance créée dans le cristal transparent (d'après (4.2.7))

$$P_{S2} = \frac{1}{2} \frac{d^2 V_2}{J^2 C_1^2 \rho_1} \frac{z_2}{z_1} \left(1 + \frac{z_2}{z_1} \right)^{-2} \left(\frac{\tau}{k_1} \right) P_L^2 M^2$$

et dans le liquide :

$$P_{S1} = \frac{1}{2} \frac{d^2 V_1}{J^2 C_1^2 \rho_1} \left(\frac{\tau}{k_1} \right)^2 \left[\left(1 + \frac{z_2}{z_1} \right)^{-2} + \left(1 + \frac{z_1}{z_2} \right)^{-2} \left(\frac{\tau}{k_1} \right)^2 \right] P_L^2 M^2$$

Pour l'excitation résonnante de § 4.3 :

$$P_S = \frac{1}{8} \sqrt{\lambda} \frac{d^2}{J^2 C^2 \rho} (\tau P_L)' \left(\frac{1}{\sin \theta} \right) \exp \frac{-2 \cdot \ell}{\sin \theta} \exp \frac{-2 \times^2 \cos^2 \theta / 2}{W^2}$$

$\theta = \frac{\pi}{2}$ - angle d'incidence

ℓ = épaisseur du liquide

W = largeur du faisceau laser

Les puissances $P_{\max}$ sont proportionnelles aux formules du § 4.2, puisque $\theta_{RECT} \gg \theta_{HARM}$ dans ce cas (4.4.2). On en déduit aisément les formules pour $P_{\max}$ qui sont pour l'excitation à partir d'une surface libre par exemple :

$$P_{\max} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{k} \right)^{2(j-1)} \frac{M}{2\pi N} \rho v^3 d^2 \theta_{\max}^2$$

C Résultats numériques

Sur la table 4.5.1 sont présentées les valeurs numériques des coefficients pour quelques métaux et diélectriques courants. Les facteurs clés sont la chaleur spécifique, la dilatation, l'impédance acoustique. On en déduit colonne 4 la figure de mérite correspondant à un coefficient d'absorption τ donné, et qui vaut

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 v}{\rho^2 c^2 p}$$

Dans les colonnes suivantes, on calcule τ thermique pour les métaux - ce qui donne les figures de mérite P_{AC}/P_L^2 et $P_{\max}$ pour $\theta_{\max} = 1000^\circ C$ (arbitraire),

	$(JC\rho)^{-1}$ ($\text{cm}^3/\text{J}^\circ\text{C}$) chal.spé.	d $\times 10^{-6}$ dilatatn	ρ V $\text{g}/\text{cm}^2\text{s}$ $\times 10^5$ imp.ac.	$\frac{1}{2} \frac{d^2V}{J^2C^2\rho}$ $\frac{\text{g}\cdot\text{cm}^4}{\text{sJ}^2(\text{°C})^2}$ fig. de mérite	$\lambda/2\pi$ 1 GHz en μ acoust.	δ_T 1 GHz en μ therm.	$(W/\text{mm}^2 \times \text{GHz})^{-1}$ convers.	P_{max} $\text{W}/\text{mm}^2 \times \text{ns}/\text{GHz}$ puiss.max.	1 - R
Au	0.41	34	62	60	0.516	0.137	10^{-10}	50	0.033
Al	0.43	43	17	29	1.02	0.117	$27 \cdot 10^{-11}$	10	0.11
Ti	0.66	16	27	8,4	0.98	0.045	$8 \cdot 10^{-13}$	$2 \cdot 10^{-2}$	0.4
SiO ₂	0.5	16	15	4,8	0.91	0.024	$6 \cdot 10^{-14}$	$6 \cdot 10^{-4}$	
H ₂ O	0.24	210	1.5	6,3	0.239				
CH ₃ OH	0.52	1100	0.88	140	0.177				

Table 4.5.1. Excitation d'ultrasons par échauffement harmonique, Résultats numériques relatifs à la puissance laser absorbée -sans la condition $\kappa(1-R)^2$

V - METHODES EXPERIMENTALES

POUR LES PROCEDES ELECTROSTRICTIFS ET D'ECHAUFFEMENT

On utilise un laser pour exciter des ultrasons dans des solides et des liquides. Ces ultrasons se propagent dans une ligne à retard acoustique -quartz, corindon, LiNbO_3 et sont détectés piézoélectriquement. En calibrant la puissance laser et les échos détectés, on peut ainsi vérifier les formules des chapitres III et IV.

5.1. Le laser

Le laser utilisé pour les expériences d'excitation d'ultrasons était un laser à rubis déclenché "Korad K1Q". La longueur du barreau de rubis était $L = 101$ mm, avec des couches anti-reflet sur une des extrémités. Le diamètre du barreau était 14,3 mm. Le pompage était assuré par une lampe flash hélicoïdale alimentée par une batterie de condensateurs de 5000 Joules sous 5 KV, qui pouvait se charger en 15 secondes. Le rubis et la lampe flash étaient refroidis par un circuit d'eau désionisée. Le déclenchement était assuré par une cellule de Pockels au KDP accompagnée d'un polariseur à lames. Le miroir arrière était un prisme à réflexion totale, le miroir avant une lame de corindon d'épaisseur 2 mm.

Afin d'obtenir un faisceau laser homogène transversalement, un diaphragme de diamètre variable était introduit dans la cavité, axé sur l'arête du prisme à réflexion totale, et à un endroit où la qualité du rubis était la meilleure⁽³⁸⁾. Il était ainsi possible d'obtenir un laser monomode transversal avec un diaphragme de 1 mm ; la puissance de sortie était de 400 KW.

Beaucoup d'expériences ont été faites avec un diaphragme plus gros -2 à 13 mm- ce qui permettait d'allier une homogénéité transverse satisfaisante à une puissance de sortie supérieure à 1 MW.

Les expériences nécessitant la présence de 2 lasers de fréquences différentes ont été réalisées à partir du même laser, en utilisant 2 modes de la cavité. La distance entre 2 modes consécutifs est

$$\Delta f = \frac{c}{2L}$$

L = longueur de la cavité.

Soit, pour $f = 1 \text{ GHz}$: $L = 15 \text{ cm}$.

La longueur optique totale du laser, comprenant le rubis, la cellule de Pockels, le polariseur, pouvait être ajustée entre 600 et 900 mm.

Une méthode simple pour obtenir des fréquences Δf de l'ordre de 800 MHz était de placer une surface optique dans la cavité à $L/2$ ou $L/4$ du miroir de sortie. Si par exemple la longueur optique de la cavité est $L = 720 \text{ mm}$, et si la face avant du rubis est située à $L/4 = 180 \text{ mm}$ du miroir de sortie, on favorisera les modes distants de $\Delta f = 840 \text{ MHz}$.

La structure en modes du laser était vérifiée à l'aide d'une photo diode CSF et d'un oscilloscope Tektronix 519. On s'est aperçu qu'avec un diagramme de diamètre inférieur à 13 mm, et une puissance pompe peu supérieure au seuil, on obtenait une belle modulation à 840 MHz, et relativement reproductible (fig. 5.1).

Si E_1 et E_2 sont les champs électriques associés à ces 2 modes de la cavité, la puissance laser est :

$$E^2 = \frac{1}{2} (E_1^2 + E_2^2) \left[1 + M \cos \frac{c}{2L} t \right]$$



0 20 40 60 ns

Fig. 5.1. Pulses modulés à 810 MHz.

où $M = \frac{2E_1 E_2}{E_1^2 + E_2^2}$ est le taux de modulation du laser. On voit fig. 5.1 que M dépasse facilement 50%, apparamment sans présence d'harmoniques supérieurs ou inférieurs.

La cellule de Pockels évitait la formation de pulses courts que l'on aurait obtenus avec le même montage, en utilisant la cryptocyanine pour le déclenchement.

5.2 Le système hyperfréquence acoustique

Le système hyperfréquences consistait en un générateur hyperfréquences pulsé de 1 KW, fonctionnant entre 500 et 1000 MHz, et un système de détection superhétérodyne à fréquence intermédiaire 30 MHz, largeur de bande 10 MHz.

Le système transducteur hyperfréquences-ultrasons était en général réalisé à l'aide d'une cavité réentrante, qui excitait un cristal piézoélectrique dont une surface polie était placée dans une région de champ électrique fort.

En général, le champ électrique est perpendiculaire à la face du cristal, si bien que cette face appuie sur le piston de la cavité (fig. 5.2) ; dans certains cas cependant, le tenseur piézoélectrique⁽⁵⁾ exigeait que le champ électrique soit parallèle à la surface du cristal, et la disposition adoptée était alors celle de la fig. 5.4. On a aussi utilisé des couches minces résonnantes de ZnO piézoélectrique⁽³⁹⁾ déposées sur des lignes à retard de corindon. Ce système avait une bien meilleure conversion hyperfréquences-ultrasons, avec une bien plus grande largeur de bande.

5.3. Mise en évidence de l'amplification acoustique dans SiO₂

Des ultrasons à 1000 MHz sont produits et détectés par piézoélectricité dans un quartz de Coupe X, et amplifiés sous l'action d'un faisceau laser, comme cela a été décrit au § 3.4 a. Ce genre de montage est courant pour mettre en évidence les

effets électrostrictifs avec des ultrasons (27,28,40).

L'amplification des ultrasons (3.4.1) est proportionnelle à la densité d'énergie du laser incident. On est toutefois limité à environ 100 MW/cm^2 , qui représente le seuil de rupture du quartz. Avec un pulse de durée de 20 ns, on peut attendre une modification de 0,3 dB à 1 GHz.

L'amplification a été effectivement observée à l'aide d'une méthode de zéro qui permet de détecter une faible variation d'amplitude et de phase de l'onde ultrasonore (fig. 5.2). Le faisceau laser polarisé verticalement, parallèlement à l'axe z du quartz, est collimaté par une fente de 3 mm et concentré par une lentille de focale 1 m. L'ensemble agit comme une lentille cylindrique à génératrices horizontales, ce qui est avantageux puisque le phénomène est relativement insensible à la direction du laser dans le plan vertical correspondant à l'angle de Bragg.

Le signal d'amplification est attendu $2,4 \mu\text{s}$ après l'impulsion laser, compte tenu de la vitesse du son et de l'endroit visé sur le quartz (fig. 5.3). Sa largeur calculée d'après l'épaisseur de l'impact laser (3 mm) est de $0,5 \mu\text{s}$, et elle concorde avec le temps que l'on peut mesurer sur le cliché.

L'amplitude de la variation du signal hypersonore est mesurée à l'aide de l'atténuateur variable, introduit dans le bras de comparaison. Expérimentalement, l'amplification est seulement de 0,1 dB. Ceci s'explique par le fait que la divergence du laser ($3 \cdot 10^{-3} \text{ rd}$) est 3 fois supérieure à celle des ultrasons ($\lambda = 5 \mu$) dans un quartz de section carrée $5 \times 5 \text{ mm}$ ($\theta = 10^{-3} \text{ rd}$) -seule un tiers de l'énergie laser sera donc utilisée

Le phénomène disparaît pour une désorientation du quartz de $30'$ par rapport à l'angle de Bragg.

AVEC LASER

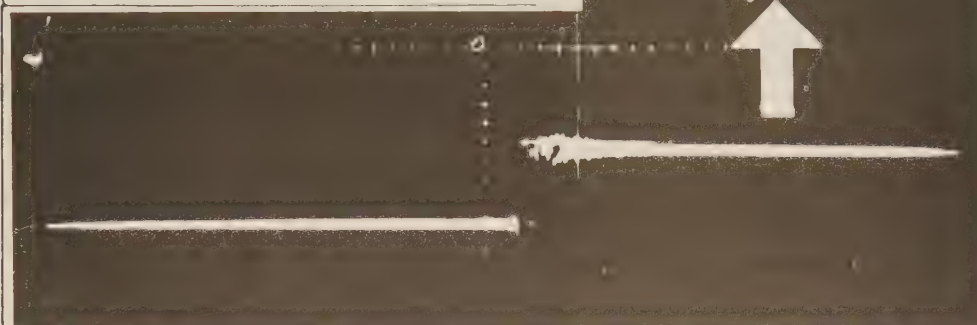
Trace du haut :

Signal du récepteur.

Trace du bas :

Signal photodiode intégré

échelle : $1\mu\text{s}/\text{cm}$.



SANS LASER

Trace du haut :

Signal du récepteur.

Trace du bas :

Signal photodiode intégré.

échelle $1\mu\text{s}/\text{cm}$.

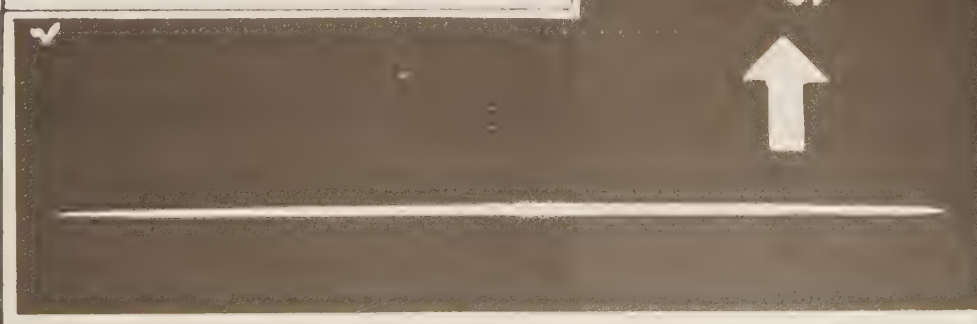


Fig. 5.3. Amplification paramétrique d'ultrasons. L'amplitude mesurée sur la photo correspond à environ 0,1 dB.

5.4. Excitation d'ultrasons par mélange électrostrictif colinéaire

La géométrie colinéaire décrite au chapitre II permet dans certains cristaux biréfringents, un montage particulièrement commode d'excitation d'ultrasons par laser^(41,42). Nous avons réalisé cette interaction en utilisant le laser modulé du § 5.1. Le matériau est soit un cristal de LiNbO_3 en coupe X -excitant ainsi des ultrasons longitudinaux à 810 MHz, soit en coupe Y, avec des ultrasons transversaux à 480 MHz.

Le montage expérimental (fig. 5.4) utilise une cavité pour la conversion ultrasons-hyperfréquences. Dans les 2 montages, en coupe X et en coupe Y, il se trouve que le champ piézoélectrique est parallèle à la surface du cristal. Ceci explique le montage du cristal dans la cavité, permettant de détecter les ultrasons parallèlement au laser. Une lame $1/2$ onde permet de polariser le laser à 45° par rapport aux axes du cristal, de façon à ce que l'on ait dans le cristal les deux composantes de polarisation du laser, dont l'interférence et la modulation temporelle crée des ultrasons. La cellule photoélectrique vérifie la modulation du laser.

Dans ce montage, les ultrasons sont créés parallèlement au laser, à la fois vers l'avant et vers l'arrière. (fig. 5.5). En effet, soient ω_1 et ω_2 les deux composantes de fréquence - on suppose $\omega_1 > \omega_2$. On aura les deux composantes de fréquence suivant deux polarisations, ordinaire et extraordinaire. Dans le cas (a), le mélange de ω_1 en polarisation ordinaire et de ω_2 en polarisation extraordinaire engendre un vecteur d'onde $\vec{K}$ dirigé vers l'avant. Dans le cas (b) au contraire, la composante à la fréquence (ω_1) est polarisée extraordinairement, se mélange à (ω_2) polarisée ordinairement, et la différence est un vecteur $\vec{K}$ dirigé vers l'arrière.

Les figures 5.6 et 5.7 représentent les photos d'échos d'ultrasons ainsi excités en coupe X et en coupe Y. Comme les ultrasons sont engendrés dans tout le cristal, les échos ont exactement la longueur du cristal. Et comme d'autre part les ultrasons sont créés à la fois vers l'avant et vers l'arrière, il n'y a finalement pas vraiment d'écho, mais un signal à peu près constant. Cependant, si le laser est normal aux extrémités du cristal, les ultrasons créés vers l'avant vont interférer avec ceux créés vers l'arrière et réfléchis ensuite sur la face du cristal avec changement de phase de 180° . Il y aura interférence destructive près des faces, ce qui correspond aux pointes en creux observées sur les échos. Ces creux ont une durée de 30 ns, car les ultrasons ne sont créés que pendant les 30 ns du pulse laser. Les autres inégarités dans le signal peuvent être dues à des inhomogénéités du cristal de LiNbO_3 (cf § 2.2).

Le cristal était abîmé par le laser, surtout sur les faces, ce qui était un handicap pour la reproductibilité des expériences. Les meilleures mesures ont été faites avec la puissance acoustique maximum obtenue à partir d'une puissance laser donnée. Elles seront présentées au § 5.8.

5.5. Excitation d'ultrasons par échauffement d'une couche métallique

Les figures de mérite présentées table 4.5.1 sont très bonnes pour des bons conducteurs comme Al et Au, et des auteurs ont déjà montré qu'il était possible d'obtenir des pulses acoustiques intenses en utilisant l'échauffement laser⁽⁴³⁾. De plus, les figures de mérite (4.5.2) montrent que l'efficacité de la conversion laser-ultrasons est proportionnelle à la fréquence, tant que $k\delta_T < 1 < \alpha\delta_T$ (k = vecteur d'onde acoustique ; α = absorption optique). Cette méthode apparaît très attrayante dans la gamme des 1 GHz.

Un transducteur laser-ultrasons (fig. 5.8) pourra donc consister en film d'or à figure de mérite élevée. Ce film sera

CAVITE HYPERFREQUENCE DETECTION ULTRASONORE

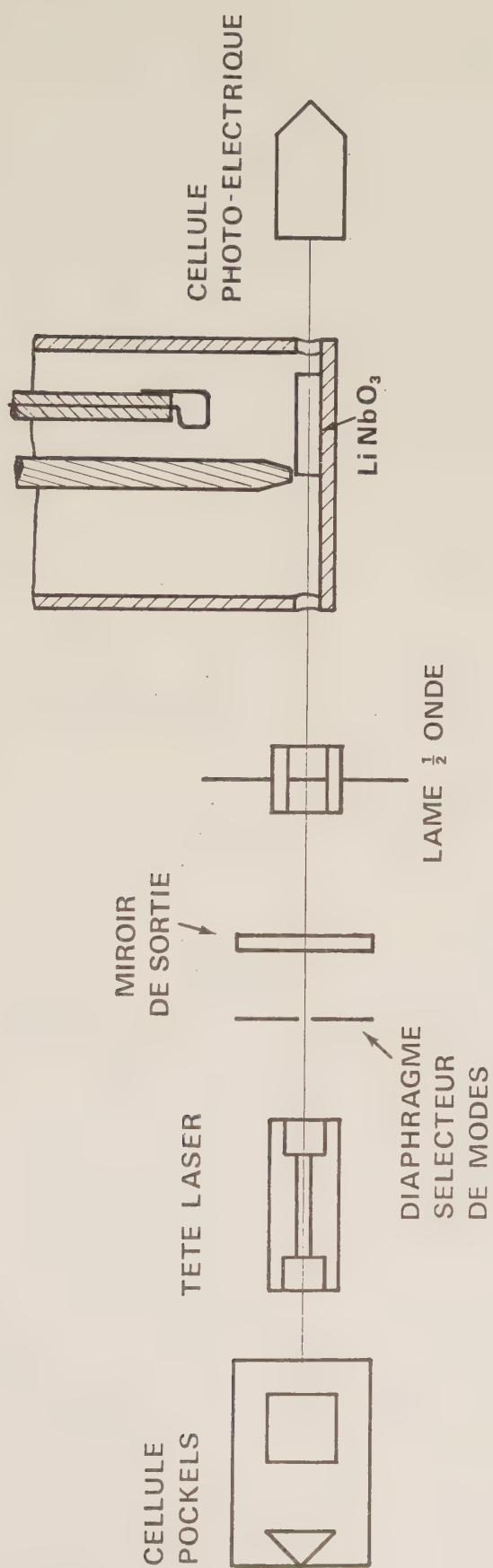


Fig. 5.4. Excitation d'ultrasons par mélange électrostrictif.
Montage colinéaire dans LiNbO₃.

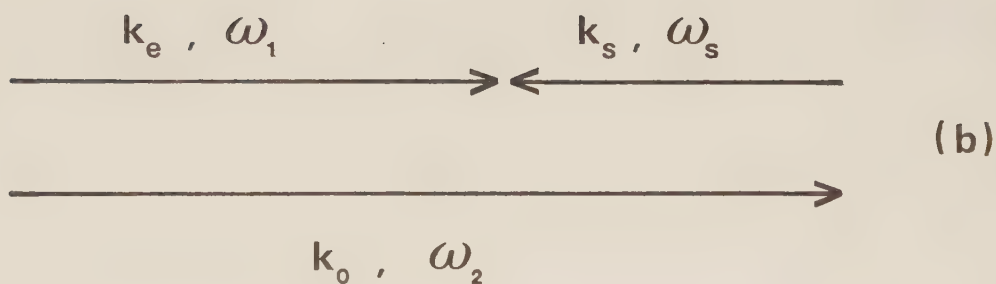
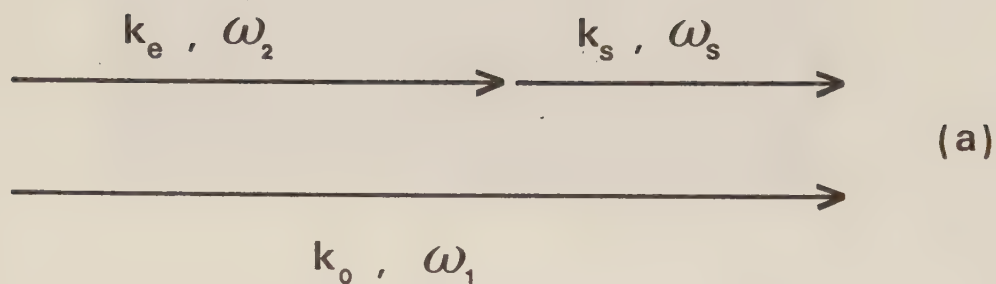
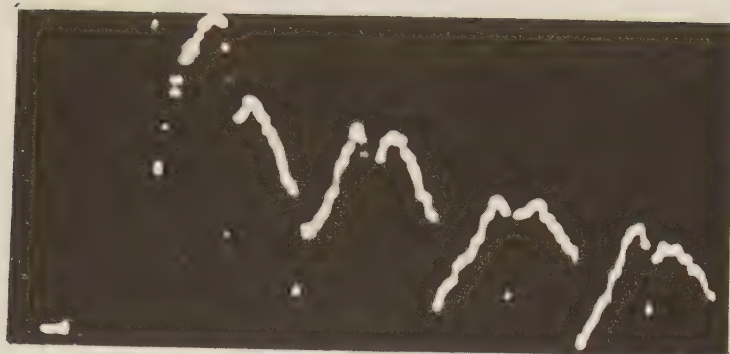


Fig. 5.5. Mélange électrostrictif colinéaire.

a. Vers l'avant

b. Vers l'arrière.



0 10 μ s

Fig5.6. Echos d'ultrasons longitudinaux à 810 MHz excités dans LiNbO_3 - Coupe X.

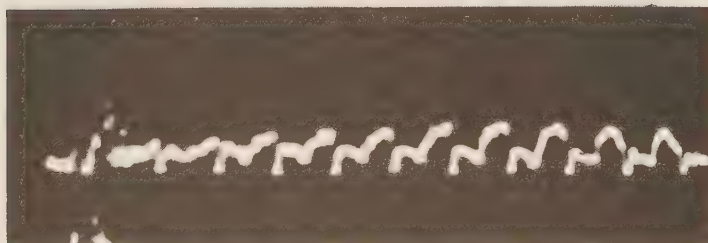


Fig. 5.7. Echos d'ultrasons transversaux à 480 MHz excités dans LiNbO_3 - Coupe Y.

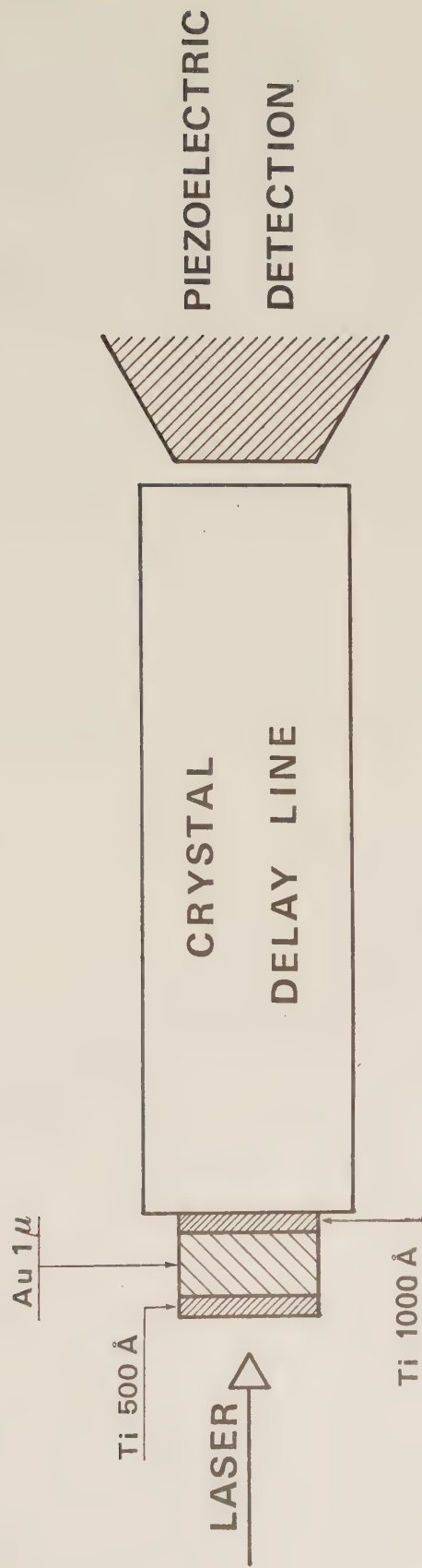


Fig. 5.8. Transducteur laser-ultrasons à couche d'Or. L'échauffement harmonique de la couche d'Or résonnante excite des ultrasons dans la ligne à retard.

déposé sur un cristal à Q mécanique élevé (quartz, corindon), qui servira de ligne à retard acoustique. L'épaisseur du film pourra être choisie pour que le film résonne acoustiquement.

La réflectivité élevée de l'Or (97 %) n'affecte évidemment pas la puissance maximum d'ultrasons que l'on peut engendrer, fixée par $\theta_{\max} \sim 1000^\circ\text{C}$ (fusion du métal). Mais elle affecte sérieusement le facteur de conversion. Il suffit, pour l'améliorer, de déposer par dessus l'Or une couche mince de Titane ($R = 60\%$) d'une épaisseur e telle que $\alpha^{-1} < e < \delta_T$. Le laser est alors absorbé dans le film de Ti, la chaleur est immédiatement transmise dans le film d'Or, où les ultrasons sont engendrés, avec un bien meilleur rendement qu'ils ne le seraient dans Ti (Table 4.5.1). -La détection des échos est faite piézoélectriquement, (fig. 5.9). Leur mesure sera présentée au § 5.8.

5.6. Excitation par échauffement de liquides absorbants.

a. Excitation à l'interface liquide-solide

Les liquides sont attirants pour des expériences d'échauffement harmonique à cause de leur coefficient de dilatation élevé^(35,44). Dans le cas de dispositifs hyperfréquences, on excitera les ultrasons par exemple dans CH_3OH coloré avec I_2 , et on détectera la puissance acoustique transmise dans une ligne à retard en corindon adjacente. La formule à appliquer sera donc (4.5.5) -que l'on peut réduire à :

$$P_S = \frac{1}{2} \frac{d^2 V}{J^2 C^2 \rho} \left(\frac{\tau}{K} \right) \frac{z_R}{z} P_L^2 M^2$$

où l'indice R se rapporte à la ligne à retard solide -le reste se rapporte au liquide.

Physiquement, cette formule représente la puissance acoustique créée sur une surface liquide libre, et pénétrant dans le solide avec un coefficient $z_R/z \sim 10^{-2}$.

Les faibles valeurs de (τ/k) que l'on peut réaliser $-(\tau < 10 \text{ mm}^{-1})$ font que les puissances acoustiques engendrées sont inférieures à celles obtenues avec les couches métalliques (fig 5.11).

b. Excitation résonnante en volume

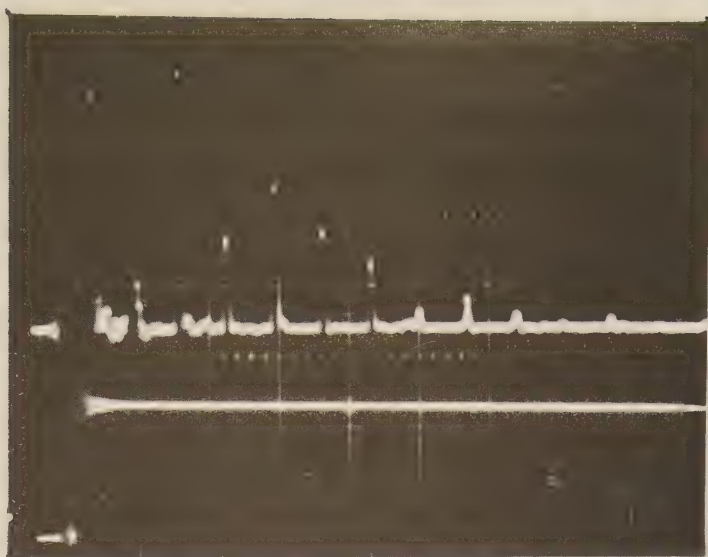
On a mentionné au § 4.3 que l'on pourrait utiliser des franges d'interférence produites par réflexion sur un miroir pour exciter de façon résonnante des ultrasons en volume. On peut ainsi atteindre un gain $(\omega t)^2$ par rapport au cas non-résonnant précédent (ω : fréquence, t : durée du pulse laser). Les déformations peuvent ainsi atteindre une valeur $S = 10^{-2}$ à 1 GHz.

De plus, comme les ultrasons sont excités quasi-instantanément (20 ns) dans le liquide, la décroissance de l'écho donne une mesure directe de l'atténuation à 1 GHz. Malheureusement, cette expérience n'a jamais réussi.

5.7. Autres échos dans LiNbO_3

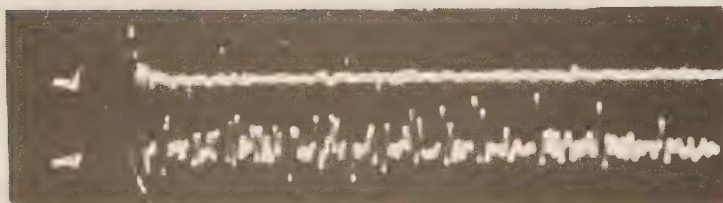
a. Dommages de surface

Pour des puissances laser de l'ordre de 100 MW/cm^2 , la surface d'un cristal de LiNbO_3 est endommagée, et les dommages de surface présentent des zones colorées qui suggèrent un échauffement important. Ces zones sont très sensibles, et s'effacent facilement avec le doigt. La surface ainsi "sensibilisée" se comporte ensuite comme un très bon "transducteur" laser-ultrasons -très probablement par échauffement de la surface par le laser modulé. Il suit remarquablement bien la loi $P_S \propto P_L^2$ (fig. 5.11). Il est possible, d'après le niveau des échos (§ 5.8) d'en déduire l'échauffement correspondant en tenant compte du fait que la puissance laser est probablement absorbée sur une profondeur finie du cristal. Tout le volume correspondant contribuerait à l'excitation des ultrasons.



0 10 μ s

Fig. 5.9. Echos ultrasonores de 20 ns à $f = 840$ MHz excités sur la couche d'Or par le laser.



0 10 μ s

Fig. 5.10. Echos d'ultrasons transversaux à 480 MHz excités dans LiNbO_3 . Coupe Y par un laser modulé à 960 MHz.

b. Effet Brillouin stimulé

Certains auteurs (42,43) ont rendu l'effet Brillouin stimulé responsable d'échos observés dans du quartz en coupe X à 75 MHz sous l'action d'un laser à rubis. Dans les cristaux de LiNbO_3 , certains échos que nous avons observés sembleraient confirmer la possibilité d'un tel phénomène.

Ceux de la fig. 5.10 sont excités dans un cristal de LiNbO_3 à 480 MHz -fréquence Brillouin colinéaire. Ils sont excités à la surface, (ce que l'on voit d'après leur courte durée), ce sont des transversaux- d'après l'intervalle entre échos.

De plus, le laser était alors modulé à 960 MHz -le double de la fréquence acoustique.

Ces particularités éliminent pratiquement les mécanismes d'électrostriction et d'échauffement de surface pour l'excitation de ces échos. Un phénomène relié à l'effet Brillouin stimulé pourrait être responsable de leur excitation.

5.8. Résultats

Le figure 5.11 résume les résultats expérimentaux obtenus précédemment. Elle représente une courbe log-log de la puissance acoustique en fonction de la puissance laser pour les mécanismes d'interaction décrits plus haut. Les courbes théoriques sont des droites parallèles de pente 2. Leur position verticale correspond à l'efficacité de la conversion laser-ultrasons, il y a jusqu'à 80 dB de différence pour les différents processus. Les droites sont stoppées à la puissance laser maximum tolérable avant que le matériau soit endommagé : ionisation à multiphotons ou autres processus pour les diélectriques, fusion de la surface pour les métaux, ébullition pour CH_3OH . En référence on a tracé la limite de Manley Rowe pour l'excitation paramétrique d'ultrasons à 800 MHz- elle correspond à un facteur de

conversion de $2 \cdot 10^{-6}$. On voit que l'échauffement de surface n'obéit pas à cette limitation, car le phénomène n'est pas réversible.

Les points expérimentaux suivent à peu près les droites théoriques. La loi $P_S \propto P_L^2$ est facile à vérifier. La principale difficulté est la calibration de la mesure absolue de la puissance acoustique en fonction de la puissance laser. Elle repose sur les paramètres suivants : énergie laser, dépendance temporelle et taux de modulation, forme exacte du faisceau, facteur de conversion piézoélectrique et largeur de bande de détection. L'erreur totale n'est pas très inférieure à 10 dB.

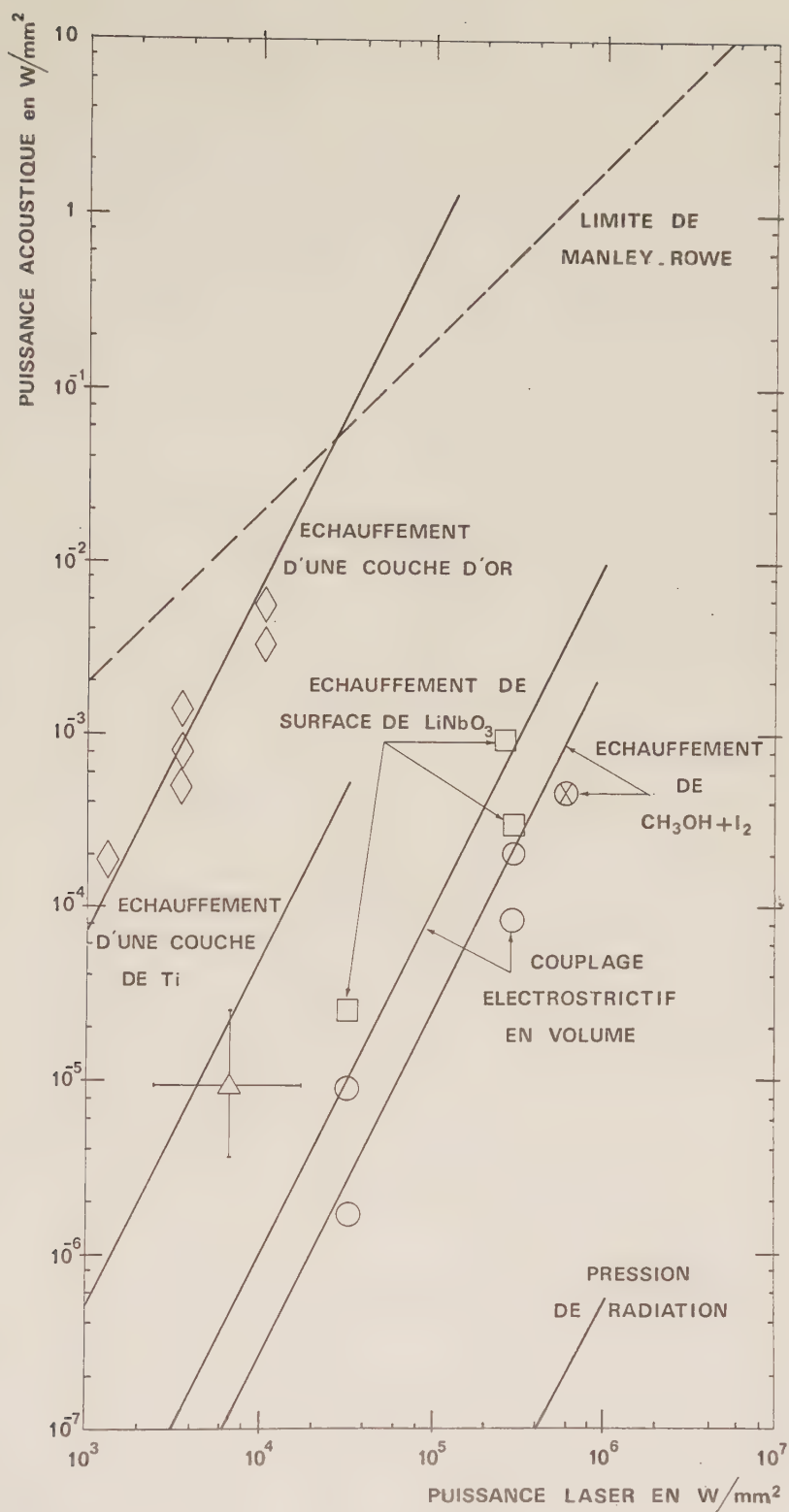


Fig. 5.11. Puissance acoustique en fonction de la puissance laser réduite à $M = 1$. Pour l'échauffement de surface des métaux le paramètre est la puissance laser absorbée dans le film. Les lignes continues sont les courbes théoriques- stoppées à 1000°C pour l'échauffement de surface des métaux, au breakdown pour les autres courbes. Toutes les courbes correspondent à une fréquence acoustique de 800 MHz, et un pulse laser de 30 ns.

VI - ONDES DE SURFACE : THEORIE

Les ondes acoustiques de surface, comme celles de volume, diffractent le laser et peuvent être excitées par échauffement harmonique. Mais il est possible dans ce cas, de contrôler l'amplitude des ondes de surface excitées par la lumière laser rediffractée. C'est une diffraction non linéaire.

6.1. Les ondes de surface

Les chapitres précédents concernaient des ondes acoustiques dans un volume infini. Si le cristal est maintenant limité par des parois latérales - comme par exemple une plaque - le calcul de la propagation de l'onde acoustique devra tenir compte des conditions aux limites sur la surface, qui sont, si la plaque est dans le vide :

$$\langle \overline{T} \rangle_{\text{surf}} \times \vec{n} = 0 \quad (6.1.1)$$

Il en résulte une onde guidée dispersive appelée onde de Lamb.

Un cas intéressant est le cas limite où la fréquence de l'onde tend vers l'infini, c'est-à-dire quand sa longueur d'onde devient très courte, comparée à l'épaisseur de la plaque. On constate alors l'existence d'un mode particulier dont l'énergie est concentrée tout près des surfaces du guide - sur une épaisseur de l'ordre de la longueur d'onde-. Ce mode particulier est une onde acoustique de surface ou onde de Rayleigh, et est non dispersif dans la limite des fréquences infinies.

Il est décrit dans un milieu isotrope comme la somme de deux ondes acoustiques décroissant exponentiellement à partir de la surface, et telles que leur somme donne une tension nulle à la surface (6.1.1).

La vitesse⁽⁴⁵⁾ de l'onde de Rayleigh est donnée par l'équation :

$$F(q) = q^8 - 8q^4 + 8(3-2 \frac{c_{66}}{c_{11}}) q^2 + 16 (\frac{c_{66}}{c_{11}} - 1) = 0 \quad (6.1.2)$$

$$q = \frac{V_R}{V_S}, \quad V_R = \text{vitesse de l'onde de Rayleigh}$$

$$V_L = \sqrt{\frac{c_{11}}{\rho}}, \quad V_S = \sqrt{\frac{c_{66}}{\rho}} \quad (\text{vitesses longitudinale et transverse})$$

c_{66} , c_{11} : constantes élastiques

Une solution approchée de (6.1.2) est :

$$q = \frac{0,715 \ c_{11} - c_{66}}{0,75 \ c_{11} - c_{66}} \quad (6.1.3)$$

6.2. Diffraction d'un laser

Une onde de Rayleigh sur un milieu transparent agit sur la propagation du laser par trois mécanismes différents.

a. Les mouvements de la surface, qui est une surface de discontinuité diélectrique cristal-air, agissent comme une modulation de phase du laser^(46,47). Le spectre de diffraction qui en résulte consiste en maxima de lumière disposés symétriquement par rapport au laser ; on les numérote à partir du laser en ordres successifs, l'angle de l'ordre i par rapport au laser est :

$$\sin \phi_i - \sin \phi_0 = i \frac{\lambda}{\Lambda}$$

On vérifiera facilement que, pour une lame à faces parallèles, l'indice n du matériau n'a pas à être pris en compte

En général, $\theta_1 = (\phi_1 - \phi_0) \ll \pi/2$, et on peut écrire, pour le 1^o ordre :

$$\theta_1 \approx \frac{\lambda}{\Lambda \cos \phi_0} \quad (6.2.1)$$

L'intensité diffractée dans cet ordre est :

$$\frac{I_1}{I_0} = \frac{1}{2} J_1^2 (W)$$

J_1 = fonction de Bessel

$$W = \frac{4\pi u(n-1)}{\lambda} \cos \phi_0 = \text{modulation de phase}$$

u = amplitude du mouvement de surface

λ = longueur d'onde laser.

Soit, pour chacune des taches du 1^o ordre

$$\frac{I_1}{I_0} = \left(\frac{2\pi u(n-1)}{\lambda} \cos \phi \right)^2 \quad (6.2.2)$$

Dans le cas d'ondes acoustiques progressives, la lumière diffractée subit l'influence de l'effet Doppler. Il s'ensuit que la lumière diffractée subit un déplacement de fréquence $\pm \omega$ égal à la fréquence de l'onde de surface. Le déplacement de fréquence est positif pour la lumière diffractée dans le sens de propagation, négatif pour l'autre.

Si l'onde acoustique est stationnaire, il y a seulement modulation d'amplitude de la lumière diffractée à la fréquence 2ω .

b. Les mouvements à l'intérieur du cristal qui s'étendent sur une profondeur de l'ordre de la longueur d'onde acoustique, entraînent une modification de l'indice de réfraction par les constantes photo élastiques (§ 1.1). La modulation du laser

qui s'ensuit est du type Lucas-Biquard.

La lumière ainsi diffractée a pour intensité, si $\phi_0 = 0$

$$\frac{I_1}{I_0} = \left[\int_0^\infty \Delta n(x_2) \frac{2\pi}{\lambda} dx_2 \right]^2$$

où :

x_2 = direction normale à la surface,

$$\Delta n(x_2) = - \frac{1}{2} n^2 \langle \overline{p} \rangle \langle \overline{s} \rangle (x_2)$$

Une comparaison grossière avec la modulation de phase due aux mouvements de surface est obtenue facilement d'après les égalités suivantes, valables à un ordre de grandeur près :

$$S = \frac{2\pi a}{\lambda} \quad \text{si} \quad 0 < x_2 < \frac{\lambda}{2\pi}$$

$$S = 0 \quad \text{si} \quad x_2 > \frac{\lambda}{2\pi}$$

D'où :

$$\frac{I_1}{I_0} = \left[\frac{2\pi a}{\lambda} \cdot \frac{pn^2}{2} \right]^2 \quad (6.2.3)$$

Le rapport entre (6.2.3) et (6.2.2) est :

$$\frac{I_{vol}}{I_{surf}} = \left(p \frac{n}{2(n-1)} \right)^2$$

Il n'est pas très différent de 1

c. La lumière réfléchie sur la surface est aussi diffractée, et l'intensité dans l'ordre 1 est :

$$\frac{I_1}{I_0} = R \left(\frac{2\pi a \cos \phi}{\lambda} \right)^2 \quad (6.2.4)$$

R : réflectivité de la surface.

6.3. Excitation d'ondes de Rayleigh par échauffement harmonique

a. Equations de départ

Une onde de Rayleigh dans un milieu isotrope est la combinaison de seulement deux modes acoustiques évanescents, se propageant dans le plan (x_1, x_2) - si x_2 est normale à la surface et x_1 la direction de propagation de l'onde de surface.

Ecrivons les équations thermoélastiques correspondantes en introduisant un terme $\alpha \theta$ de dilatation thermique comme au § 4.1. Il représentera un terme d'excitation⁽⁴⁸⁾ :

$$\left| \begin{aligned} \frac{\partial T_1}{\partial x_1} + \frac{\partial T_6}{\partial x_2} &= \rho \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} \\ \frac{\partial T_6}{\partial x_1} + \frac{\partial T_2}{\partial x_2} &= \rho \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} \end{aligned} \right. \quad (6.3.1)$$

$$\left| \begin{aligned} T_1 &= c_{11} \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + c_{12} \frac{\partial u_2}{\partial x_2} - d\theta \\ T_2 &= c_{12} \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + c_{11} \frac{\partial u_2}{\partial x_2} - d\theta \\ T_6 &= c_{66} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \right) \end{aligned} \right. \quad (6.3.2)$$

On en déduit les équations du mouvement pour u et T .

$$\left| \begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} &= c_{66} \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \right) + c_{11} \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1^2} + c_{12} \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_1 \partial x_2} - d \frac{\partial \theta}{\partial x_1} \\ \rho \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} &= c_{66} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \right) + c_{12} \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1 \partial x_2} + c_{11} \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_2^2} - d \frac{\partial \theta}{\partial x_2} \end{aligned} \right. \quad (6.3.3)$$

$$\begin{aligned}
 \rho \frac{\partial^2 T_1}{\partial t^2} + \rho d \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} &= c_{11} \frac{\partial^2 T_1}{\partial x_1^2} + 2(c_{11}-c_{66}) \frac{\partial^2 T_6}{\partial x_1 \partial x_2} + c_{12} \frac{\partial^2 T_2}{\partial x_2^2} \\
 \rho \frac{\partial^2 T_2}{\partial t^2} + \rho d \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} &= c_{12} \frac{\partial^2 T_1}{\partial x_1^2} + 2(c_{11}-c_{66}) \frac{\partial^2 T_6}{\partial x_1 \partial x_2} + c_{11} \frac{\partial^2 T_2}{\partial x_2^2} \quad (6.3.4) \\
 \rho \frac{\partial^2 T_6}{\partial t^2} &= c_{66} \left[\frac{\partial^2 T_1}{\partial x_1 \partial x_2} + \frac{\partial^2 T_6}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 T_6}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial x_1 \partial x_2} \right]
 \end{aligned}$$

L'introduction d'une température θ de la forme :

$$\theta = \theta \exp i(\omega t - kx_1) \exp(-\tau x_2)$$

représentant une "onde thermique" se propageant à la surface du métal et pénétrant sur une profondeur de peau τ^{-1} , fournit les solutions :

$$\left[c_{11} \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + c_{66} \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \rho \omega^2 \right] u_1 + (c_{11}-c_{66}) \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_1 \partial x_2} = - ikd\theta \exp(-\tau x_2) \quad (6.3.5)$$

$$\left[c_{66} \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + c_{11} \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \rho \omega^2 \right] u_2 + (c_{11}-c_{66}) \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1 \partial x_2} = - \tau d\theta \exp(-\tau x_2)$$

$$\left[c_{11} \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \rho \omega^2 \right] T_1 + 2(c_{11}-c_{66}) \frac{\partial^2 T_6}{\partial x_1 \partial x_2} + (c_{11}-2c_{66}) \frac{\partial^2 T_2}{\partial x_1^2} = -\rho d\omega^2 \theta \exp(-\tau x_2)$$

$$\left[c_{11} \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \rho \omega^2 \right] T_2 + 2(c_{11}-c_{66}) \frac{\partial^2 T_6}{\partial x_1 \partial x_2} + (c_{11}-2c_{66}) \frac{\partial^2 T_2}{\partial x_1^2} = -\rho d\omega^2 \theta \exp(-\tau x_2)$$

$$\left[c_{66} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} \right) + \rho \omega^2 \right] T_6 + c_{66} \frac{\partial^2 T_1}{\partial x_1 \partial x_2} + c_{66} \frac{\partial^2 T_2}{\partial x_1 \partial x_2} = 0$$

(6.3.6)

(6.3.5) et (6.3.6) sont les équations déterminant l'amplitude de l'onde de surface excitée par le laser -dont l'effet est représenté par la température θ . Leur solution accompagnée des conditions

aux limites :

$$T_{22}(x_2=0) = T_{12}(x_2=0) = 0 \quad (6.3.7)$$

fournit l'amplitude (u_1, u_2) de l'onde de Rayleigh.

b. Résolution des équations

La solution de (6.3.5) et (6.3.6), avec les conditions aux limites (6.3.7), est la somme de la solution générale des équations différentielles sans 2° membre et d'une solution particulière des équations avec 2° membre.

Les équations sans 2° membre sont les équations de propagation libre d'une onde de surface.

Une solution de la forme

$$\exp(-i k x_1 - m x_2)$$

doit obéir à :

$$\begin{vmatrix} -c_{11} k^2 + c_{66} m^2 + \rho \omega^2 & i(c_{11} - c_{66}) m k \\ i(c_{11} - c_{66}) m k & -c_{66} k^2 + c_{11} m^2 + \rho \omega^2 \end{vmatrix} = 0$$

les solutions pour m sont α et β , tels que :

$$\alpha^2 k^2 = k^2 - \rho \omega^2 / c_{11} = k^2 - k_L^2 \quad (6.3.8)$$

$$\beta^2 k^2 = k^2 - \rho \omega^2 / c_{66} = k^2 - k_S^2$$

où les indices L et S représentent les grandeurs associées aux modes acoustiques longitudinaux et transversaux respectivement.

D'où deux solutions générales :

$$\begin{vmatrix} u_1 = i U \exp(-\alpha k x_2 - i k x_1) \\ u_2 = \alpha U \exp(-\alpha k x_2 - i k x_1) \end{vmatrix}$$

$$\begin{cases} u_1 = i\beta V \exp(-\beta k x_2 - i k x_1) \\ u_2 = V \exp(-\beta k x_2 - i k x_1) \end{cases}$$

La solution particulière des équations avec 2° membre est de la forme :

$$\begin{cases} u_1 = P \exp(-\tau x_2 - i k x_1) \\ u_2 = Q \exp(-\tau x_2 - i k x_1) \end{cases}$$

Soit, d'après (6.3.5)

$$\begin{cases} u_1 = i d\theta \frac{k}{\tau^2 - \alpha^2 k^2} \exp(-\tau x_2 - i k x_1) \\ u_2 = d\theta \frac{\tau}{\tau^2 - \alpha^2 k^2} \exp(-\tau x_2 - i k x_1) \end{cases}$$

Les équations (6.3.7) donnent les valeurs de U et V :

$$\begin{aligned} U &= d\theta \frac{-k(1+\beta^2) + 4\beta\tau}{(\tau^2 - \alpha^2 k^2) [4\alpha\beta - (1+\beta^2)^2]} \\ V &= -d\theta \frac{(1+\beta^2)(-2\alpha k + 2\tau)}{(\tau^2 - \alpha^2 k^2) [4\alpha\beta - (1+\beta^2)^2]} \end{aligned}$$

D'où l'on tire la solution des équations (6.3.5) satisfaisant aux conditions aux limites (6.3.7) :

$$\begin{cases} u_1(x_2=0) = \frac{\beta(1-\beta^2)}{(1+\beta^2)^2 - 4\alpha\beta} \frac{1}{\tau + \alpha k} d\theta \exp i(\omega t - kx_1 + \frac{\pi}{2}) \\ u_2(x_2=0) = \frac{1-\beta^4}{(1+\beta^2)^2 - 4\alpha\beta} \frac{1}{\tau + \alpha k} d\theta \exp i(\omega t - kx_1) \end{cases}$$

La quantité $(1+\beta^2)^2 - 4\alpha\beta$, qui apparaît comme un facteur résonnant, s'annule quand ω/k est égale à la vitesse Rayleigh V_R . Ce n'est autre que la fonction $F(q)$ de l'équation (6.1.2)

Au voisinage de $q = q_R$, on a :

$$(1+\beta^2)^2 - 4\alpha\beta = (q_R^{-1} - q^{-1}) q_R^3 \left[6q_R^4 - 32 q_R^2 + 8(3-2 \frac{c_{66}}{c_{11}}) \right]$$

et :

$$q^{-1} - q_R^{-1} = (k - k_R) k_S^{-1} \sim x^{-1} k_S^{-1}$$

où x est la distance parcourue par l'onde de surface durant le temps de l'impulsion laser :

$$k_R x = \omega t$$

L'amplitude de l'onde excitée est donc, à la résonnance :

$$\begin{cases} u_1(x_2=0) = \frac{\beta^2(1-\beta^2)}{A} \frac{\omega t}{\tau + \alpha k} d\theta \exp i(\omega t - k x_1 + \frac{\pi}{2}) \\ u_2(x_2=0) = \frac{1 - \beta^4}{A} \frac{\omega t}{\tau + \alpha k} d\theta \exp i(\omega t - k x_1) \end{cases} \quad (6.3.9)$$

où :

$$\alpha^2 = 1 - V_R^2/V_L^2$$

$$\beta^2 = 1 - V_R^2/V_S^2$$

$$A = q_R^2 \left[6 q_R^4 + 32 q_R^2 - 8(3-2 \frac{c_{66}}{c_{11}}) \right]$$

$$q_R = V_R/V_S$$

c Excitation par laser

La distribution de température du §(a) :

$$\theta \exp i(\omega t - k x_1) \exp(-\tau x_2) \quad (6.3.10)$$

peut être obtenue simplement en illuminant une surface métallique avec deux lasers I_1 et I_2 faisant entre eux un angle γ et interférant entre eux (fig. 6.1).

Ce rayonnement laser est alors absorbé en surface, et la grandeur τ^{-1} représente l'épaisseur de peau thermique à la fréquence ω (cf. § 4.4) :

$$\tau = \left(\frac{\omega}{\kappa}\right)^{1/2} \exp i \frac{\pi}{4} \quad \delta_T = |\tau|^{-1} = \left(\frac{\kappa}{\omega}\right)^{1/2}$$

Le vecteur k représentant la période de modulation vaut, dans la limite des petits angles

$$k = \frac{2\pi}{\lambda \gamma}$$

Si ω_1 et ω_2 sont les fréquences des lasers I_1 et I_2 , telles que

$$\omega = \omega_1 = \omega_2$$

l'intensité sur la surface sera :

$$I \{1 + M_S \cos (\omega t - k x_1)\}$$

$$\text{où } M_S = \frac{2 I_1 I_2}{I_1 + I_2}$$

On vérifie aisément qu'on a bien fait une variation de température suivant (6.3.10).

Toutefois dans les cas pratiques, on utilisera un laser modulé, séparé en deux faisceaux par un miroir semi réfléchissant. Ces deux faisceaux se recombinent ensuite sur la surface sous un angle γ . L'intensité sur la surface est alors :

$$I_0 (1 + M_S \cos k x_1) (1 + M_t \cos \omega t)$$

$0 < M_S < 1$: taux de modulation spatiale

$0 < M_t < 1$: taux de modulation temporelle

L'échauffement harmonique en surface produit par (6.3.11) est alors -en supposant $k \delta_T \ll 1$:

$$\Theta_{\text{HARM}} = (1-R) \left[\frac{J C \rho \cdot \omega \delta_T}{\tau} \right]^{-1} M_S M_t I_0 \exp(-\tau x_2) \cos(\omega t - \frac{\pi}{4}) \cos k x_1$$

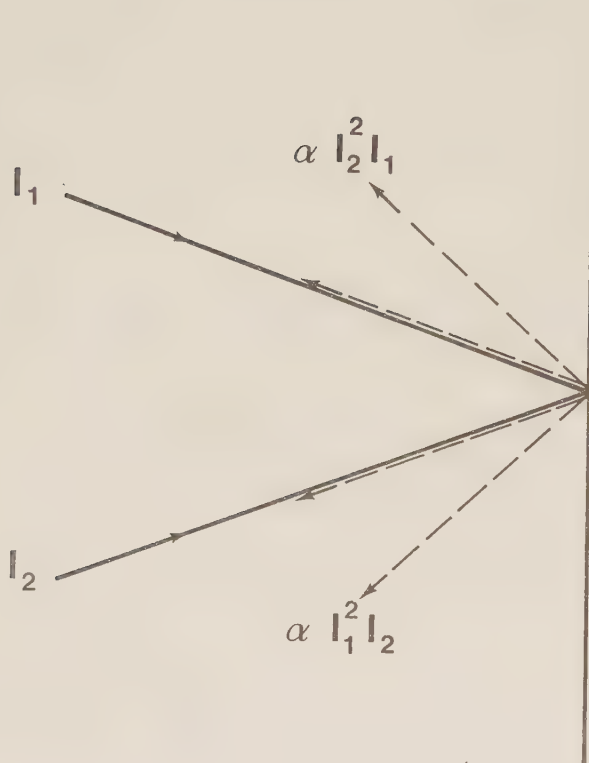


Fig. 6.1. Diffraction laser non linéaire.

L'onde de surface excitée par $I_1 \times I_2$ diffracte I_1 et I_2 , et 2 des taches de diffraction sont distinctes des réflexions du laser.

Quant à l'échauffement θ_{RECT} , produit pendant la durée du pulse laser, il vaut à la surface.

$$\begin{aligned}\theta_{RECT}(x_2=0) &= (1+M_S \cos k x_1) 2 \operatorname{ierfc}(0) (\kappa t)^{1/2}, \quad \text{si } k.(\kappa t)^{1/2} < 1 \\ \theta_{RECT}(x_2=0) &= 2 \operatorname{ierfc}(0) (\kappa t)^{1/2}, \quad \text{si } k.(\kappa t)^{1/2} > 1\end{aligned}$$

On en déduit l'amplitude de l'onde de surface excitée en fonction de la puissance laser :

$$u_1(x_2=0) = \frac{d}{JC\rho} \frac{\beta^2(1-\beta^2)}{A} \frac{1}{1+\alpha k\delta_T} (1-R) M_S M_t I_0 t \cos k x_1 \cos(\omega t + \frac{\pi}{4}) \quad (6.3.12)$$

$$u_2(x_2=0) = \frac{d}{JC\rho} \frac{1-\beta^4}{A} \frac{1}{1+\alpha k\delta_T} (1-R) M_S M_t I_0 t \cos k x_1 \cos(\omega t - \frac{\pi}{4})$$

L'amplitude maximum que l'on peut exciter est fixée par θ_{max} -le point de fusion de la surface. Il vient :

$$\begin{aligned}u_1^{max}(x_2=0) &= \frac{\beta^2(1-\beta^2)}{2A \operatorname{ierfc}(0)} \frac{(\kappa t)^{1/2}}{1+\alpha k\delta_T} M_t M_S d\theta^{max} \\ u_2^{max}(x_2=0) &= \frac{1-\beta^4}{2A \operatorname{ierfc}(0)} \frac{(\kappa t)^{1/2}}{1+\alpha k\delta_T} M_t M_S d\theta^{max}\end{aligned} \quad (6.3.13)$$

Dans la plupart des cas, $\alpha k\delta_T \ll 1$, et les formules (6.3.12) et (6.3.13) sont indépendantes de ω . Les tensions T et les déformations sont proportionnelles à ω .

6.4. Diffraction laser non linéaire

a. Calcul du phénomène

L'onde de Rayleigh ainsi créée par échauffement résonnant diffracte (§ 6.2) chacune des deux composantes spatiales du laser qui interfèrent sur la surface. D'après le principe de superposition, valable tant que cette diffraction ne réinfluence pas l'onde de surface, -la diffraction totale sera la somme des diffractions de chacune des composantes. Le résultat est représenté fig. 6.1. -on suppose la diffraction limitée

dans les deux composantes symétriques du 1^o ordre.

On voit que 2 des 4 taches de diffraction ne sont pas confondues avec les réflexions du laser sur le métal, et sont donc aisément détectables.

L'intensité diffractée de I_1 est, d'après (6.2.4)

$$I_{D1} = R \left[\frac{2\pi}{\lambda} A_1(t) u_2(t) \right]^2$$

A_1 est l'amplitude de I_1 .

$$\frac{I_{D1}}{I_1} = R u_2^2 \frac{4\pi^2}{\lambda^2} (1 + M_t \cos \omega t)$$

Soit, d'après (6.3.12)

$$I_{D1} = \frac{1}{4} I^3 t^2 R (1-R)^2 \left(\frac{2\pi d (1-\beta^4)}{A J C \rho \lambda} \right)^2 \quad (6.4.1)$$

où on a supposé : $\alpha k \delta_T \ll 1$; $M_S = M_t = 1$; $I_1 = I_2 = \frac{I}{2}$

La valeur maximum de I_{D1} est, d'après (6.3.13)

$$\left(\frac{I_{D1}}{I} \right)^{\max} = \frac{1}{4} \Theta_{\max}^2 R \left(\frac{2\pi (1-\beta^4) d}{2 \operatorname{erfc}(0) A \lambda} \right)^2 \kappa t \quad (6.4.2)$$

Les valeurs numériques pour les formules 6.4.1 et 6.4.2 sont présentées table 6.4.1, pour l'Or et l'aluminium. On voit que le procédé est très efficace pour exciter des ondes de surface surtout à haute fréquence (~ 1 GHz), puisque le rendement est indépendant de la fréquence, tant que l'atténuation acoustique est faible pendant la durée du pulse laser.

b. Interprétations.

Le phénomène de diffraction non linéaire du laser, avec excitation d'ondes de Rayleigh, peut être considéré comme un phénomène d'amplification paramétrique du laser,

	V_L mm/ μ s	V_S mm/ μ s	$q_R = \frac{V_R}{V_S}$	$\alpha = \sqrt{1 - \frac{V_R^2}{V_L^2}}$	$\beta = \sqrt{1 - \frac{V_R^2}{V_S^2}}$	A éq.(6.3.9)	λ_R à 1 GHz μ
Al	6.42	3.04	0.941	0.895	0.34	2.9	2.86
Au	3.24	1.2	0.944	0.94	0.33	2	1.13

Données numériques pour les ondes de surface.

	Réflex. R %	$\theta_{\max}$ °C	dilatation d $\times 10^{-5}$	$(JCp)^{-1}$ cm ³ /J°C	diffusi. κ cm ² /s	δ_T à 1 GHz μ	δ_T 30 ns μ
Al	0.888	640	5.25	0.43	0.86	0.117	1.6
Au	0.967	1040	3.44	0.41	1.18	0.137	1.9

Données numériques pour les propriétés thermiques

	(I_D/I_L^3) (W/mm ²) ²	$(\frac{I_D}{I_L})_{\max}$	$(v_2)_{\max}$ °Å	$\frac{I_D(\omega)}{I_D(0)}$
Al	$8 \cdot 10^{-13}$	$8 \cdot 10^{-3}$	700	0.25
Au	$6 \cdot 10^{-14}$	$2,3 \cdot 10^{-2}$	300	0.75

Données numériques pour la diffraction non linéaire
pulse laser : $t = 30$ ns - fréquence acoustique ω .

Table 6.4.1

l'idler étant l'onde de surface. Le procédé d'échauffement de surface permet d'avoir un couplage beaucoup plus efficace que la pression de radiation⁽⁴⁹⁾ donc des phénomènes faciles à mettre en évidence.

Cette amplification paramétrique peut aussi être effectuée en prenant comme signal l'onde de surface. Sous la présence de l'onde pompe laser, on créera ainsi un idler -la lumière laser diffractée- et l'onde de surface sera amplifiée. Toutefois, cette amplification sera faible en général -à moins qu'on utilise un résonnateur optique pour améliorer le pouvoir diffractant de l'onde de surface.

La principale application semble résider dans la mesure de la vitesse et l'atténuation des ondes de surface sur les métaux et couches métalliques minces.

Vers la gamme des 1 GHz, cette mesure se fait simplement par mesure de la diffraction en fonction de l'angle respectif des deux lasers incidents.

c. Excitation statique

Dans le cas où l'angle des deux lasers détermine une onde de surface dont la fréquence est inférieure à la durée du pulse laser, l'excitation peut être considérée comme statique. L'amplitude de l'onde est alors simplement

$$a \delta_T \theta$$

a : coefficient de dilatation linéaire

δ_T : profondeur de peau thermique

Soit d'après l'expression de θ donnée au § 6.3.c :

$$u = \frac{a}{JC\rho} 1(1-R)t$$

Les formules (6.4.1) et (6.4.2) deviennent alors :

$$I_D = \frac{1}{2} I_L^3 t^2 R(1-R)^2 \left(\frac{2\pi a}{J C_p \lambda} \right)^2 \quad (6.4.3)$$

$$\left(\frac{I_D}{I_L} \right)_{\max} = \frac{1}{2} \theta_{\max}^2 R \left(\frac{2\pi a \delta T}{\lambda} \right)^2 \quad (6.4.4)$$

Elles sont similaires aux précédentes (6.4.1) et (6.4.2). Le rapport exact $I_D(\omega)/I_D(0)$ -des intensités minimum diffractées à la fréquence ω et à la fréquence 0 -statique- est :

$$\frac{I_D(\omega)}{I_D(0)} = \frac{1}{2} \left[\frac{d}{a} \cdot \frac{1-\beta^4}{A} \right]^2$$

dont les valeurs sont calculées table 6.4.1.

VII - ONDES DE SURFACE : METHODES EXPERIMENTALES

Les techniques expérimentales des ondes de surface ont connu récemment des développements importants, permettant ainsi leur utilisation en haute fréquence aussi aisément -ou même plus- que les ondes de volume. La méthode de diffraction laser non linéaire présentée au chapitre précédent est particulièrement simple, et on présente les résultats dans différentes conditions expérimentales.

7.1. Diffraction non linéaire d'un laser

a. Montage non résonnant

Ceci correspond au cas de la formule (6.4.3) où la durée du pulse laser est courte devant la période de l'onde, période qui est déterminée par la périodicité spatiale et la vitesse acoustique de surface.

Dans le cas de pulses de laser déclenché -durée 20 ns-, la fréquence correspondant à la durée du pulse est environ 30 MHz. L'angle à choisir pour les lasers est alors inversement proportionnel à la vitesse de l'onde. Il est le plus grand, de l'ordre de 1° , pour des matériaux comme l'or ($V_R = 1,13 \text{ mm}/\mu\text{s}$).

La détection de la lumière laser diffractée I_D pourra se faire lorsque I_D sera supérieur au bruit de fond dû à la lumière diffusée par les aspérités de la surface. Ce bruit croît très vite pour des angles inférieurs à 1° , et l'on aura donc intérêt pour des surfaces de même poli à choisir l'or comme matériau d'expérience. Son coefficient $R(1-R)^2 = 10^{-3}$ dû à la réflectivité élevée, peut être ramené à 10^{-1} en déposant une couche de Ti ($R=60\%$) d'une épaisseur de $1000 \text{ \AA}$, de façon

à ce qu'une fraction appréciable de la puissance laser soit absorbée et convertie en onde de surface.

Les deux lasers I_1 et I_2 se croisant sur la surface en faisant un angle γ sont obtenus avec un prisme de Kösters (fig. 7.1). Il est constitué de deux prismes $30^\circ \times 60^\circ$ adjacents ; la face en contact est réfléchissante à 50%.

Le laser est ainsi divisé en deux chemins quasi-symétriques, et l'angle γ des deux faisceaux est $2i$, i = angle d'incidence du laser sur le premier prisme. La rotation du prisme permet donc d'ajuster γ .

Les puissances laser I_L et diffractée I_D sont mesurées par les photodiodes calibrées D_1 et D_2 , avec des diffuseurs d_1 et d_2 , et des filtres calibrés F_1 et F_2 .

L'expérience était faite sur une couche $Au = 3\mu + Ti = 1000\text{\AA}$ déposée sur un quartz. La périodicité de l'onde de surface était 35μ , soit une fréquence de l'ordre de 30 MHz.

L'intensité $I_D(I_L)$ résultante est représentée fig. 7.2. Les points expérimentaux correspondent raisonnablement bien à la droite calculée par (6.4.3), l'amplitude maximum excitée est un mouvement de surface d'environ $200\text{\AA}$, correspondant aux points expérimentaux les plus élevés sur le graphique, avant que la surface ne fonde. Le rapport S/N est alors de 20 dB, et la tache diffractée peut se voir facilement sur un écran.

b. Montage résonnant

Le montage résonnant correspond à la formule (6.4.1), quand on excite N périodes acoustiques avec un pulse laser modulé.

L'expérience a été réalisée sur un bloc d'Al poli dans un montage analogue au précédent (fig. 7.1). Les deux lasers I_1 et I_2 faisaient respectivement un angle de $11^\circ 40'$, et la modulation

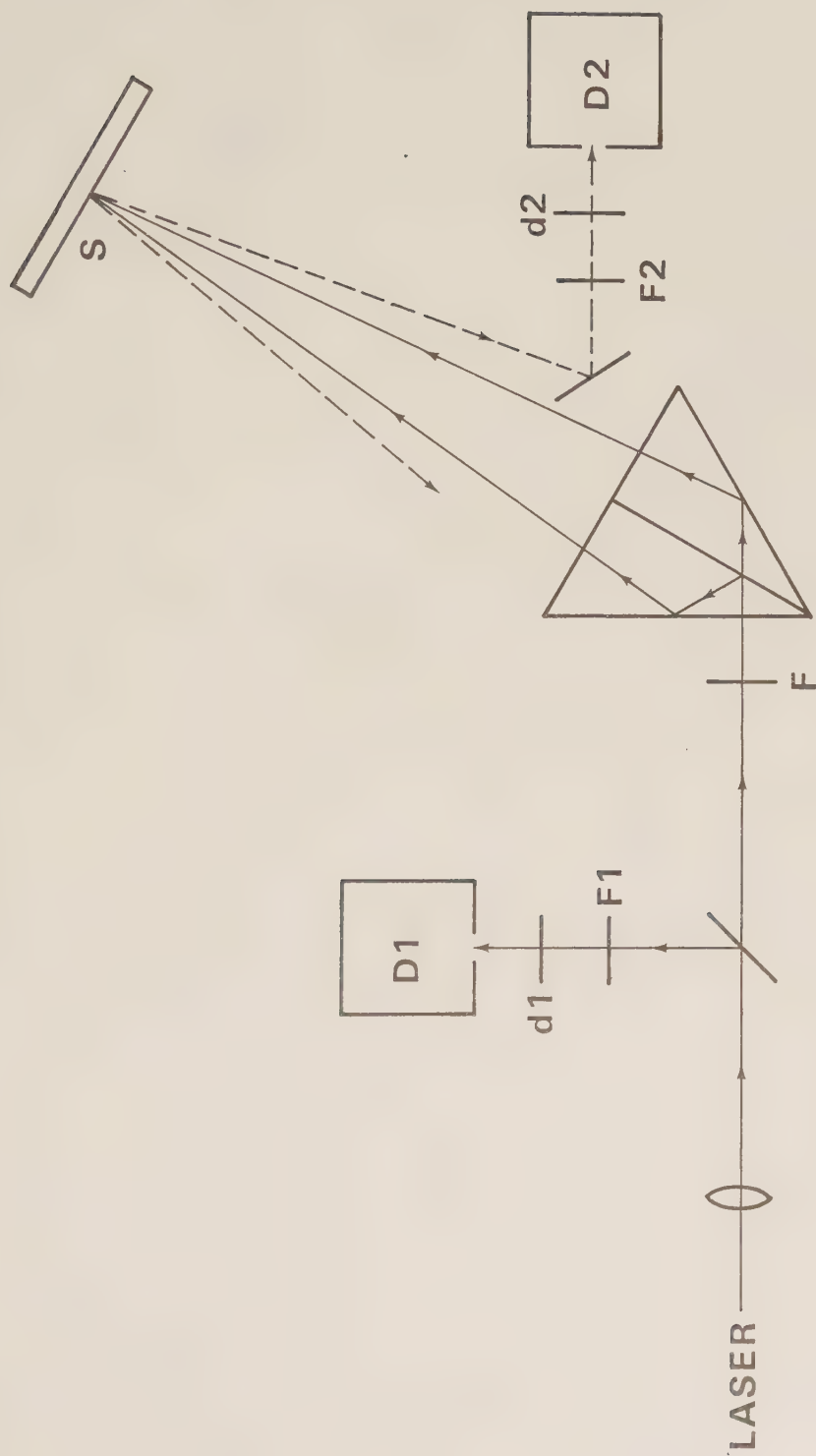


Fig. 7.1. Montage expérimental pour la diffraction
laser non linéaire.

F F₁ F₂ : verres gris Schott "N G"

D₁ : photodiode à vide C.S.F.

D₂ : photodiode E.G.&G. modèle SDG 100

d₁ d₂ : diffuseurs

S : surface métallique

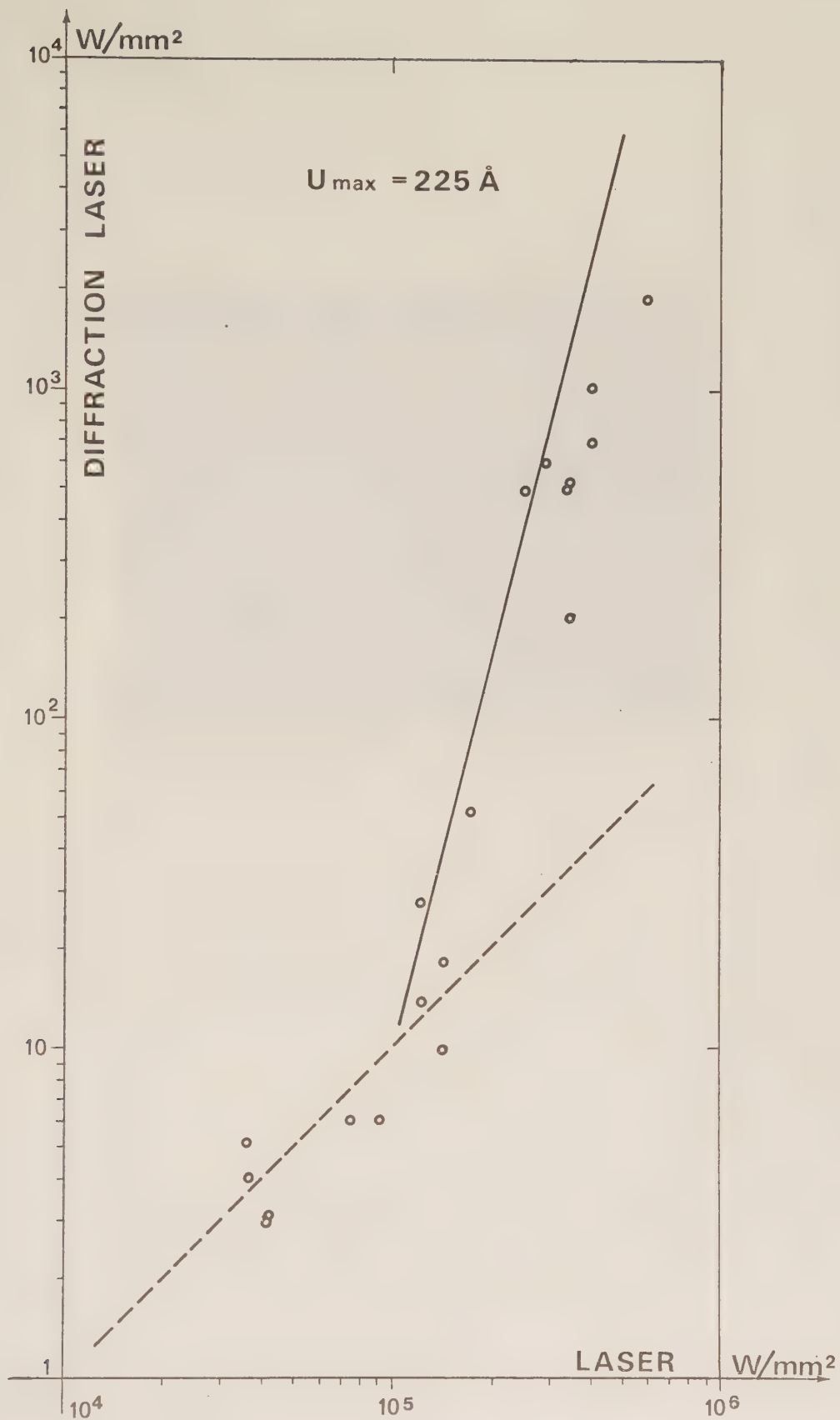


Fig. 7.2. Points expérimentaux et courbe théorique.

En pointillés : le bruit de fond

Matériau : film d'Au : 3μ + Ti : $1000 \text{ \AA}$

Laser : pulse. 20 ns

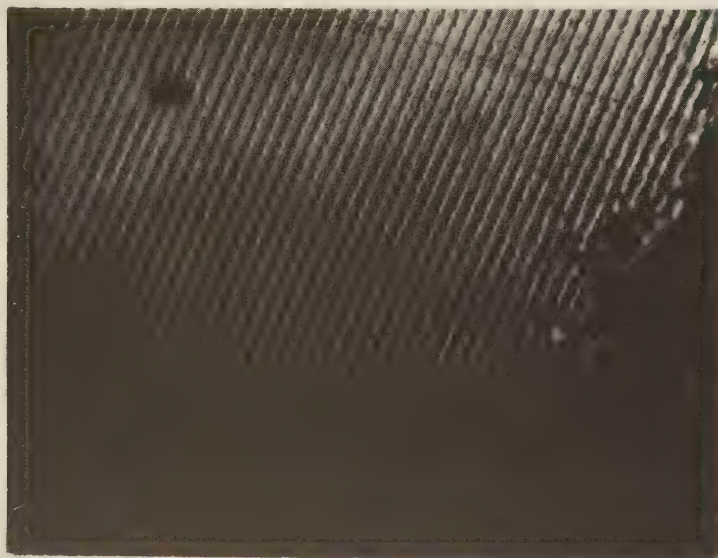


Fig. 7.3. Fusion périodique d'un film d'aluminium
par deux faisceaux lasers. La périodicité
est de 4μ .

correspondante du laser était à 840 MHz, calculée d'après $V_R = 2,86 \text{ mm}/\mu\text{s}$. L'intensité diffractée que l'on en attend est sensiblement inférieure à l'expérience précédente, comme le montre le rapport $I_D(\omega)/I_D(0)$ (table 6.4.1). De plus la modulation laser n'est pas 100 %, l'atténuation acoustique et les erreurs de réglage ou de calcul d'angle font que le niveau de I_D ne sort du bruit de fond que très près de la température de fusion de la surface. Or cette fusion par $I_1 + I_2$ entraîne la formation d'un réseau permanent sur la surface (fig. 7.3), qui diffracte aussi le laser. Il était donc nécessaire d'avoir un laser à gaz pour tester la surface au même endroit que le laser à rubis. On pouvait ainsi vérifier si la surface n'était pas endommagée.

Cette diffraction par les ondes de surface à 840 MHz a été observée à environ 55 dB en-dessous du niveau laser, très près de la fusion de la surface. Le rapport S/N et la reproductibilité n'étaient pas suffisants pour que l'on puisse faire une mesure de vitesse et d'atténuation de l'onde de surface.

CONCLUSION

Nous avons décrit les résultats d'une étude théorique et expérimentale de diverses formes d'interactions laser -ultrasons.

Elle nous a permis, dans le cas de l'effet Brillouin, de prévoir théoriquement des phénomènes de propagation de l'énergie lumineuses parallèlement aux plans d'onde ultrasonores, quelle que soit l'incidence du laser.

L'effet Brillouin a été réalisé expérimentalement pour former des images optiques de faisceaux acoustiques -montage appelé microscope à ultrasons-. Le contraste et la luminosité de l'appareil étaient remarquables dans le montage en géométrie colinéaire utilisé. Les quelques inhomogénéités du cristal de niobate de Lithium n'affectaient pas la résolution, ce qui a été expliqué par notre théorie.

De plus, ces inhomogénéités ont été mesurées par deux techniques acousto-optiques, dont l'une utilisait la détection hétérodyne optique. Ces mesures sont importantes pour la plupart des utilisations de ces cristaux.

La théorie de l'excitation d'hypersons par laser a d'abord été faite dans le cas de l'effet Brillouin stimulé et des effets électrostrictifs. Elle nous a permis de retrouver par un nouveau procédé les résultats classiques de ce genre d'études.

Le couplage électrostrictif avec un laser modulé a été réalisé en géométrie colinéaire dans LiNbO_3 à 810 MHz. On a pu exciter des ultrasons en volume, parallèlement au laser et sur toute la longueur du cristal. La puissance acoustique

était environ $0,1 \text{ mW/mm}^2$.

D'autre part, on a montré comment on peut exciter des hypersons à partir de l'échauffement harmonique d'une surface soumise au rayonnement d'un laser à rubis modulé. Les calculs nous ont convaincu de l'efficacité de ce procédé. Les figures de mérite établies pour les différents matériaux nous ont permis de choisir l'Or, l'aluminium, ou $\text{CH}_3\text{OH} + \text{I}_2$ pour exciter de fortes puissances d'hypersons.

Un transducteur laser-ultrasons particulièrement commode était réalisé par une simple couche d'Or résonnante déposée sur un quartz et recouverte d'un flash de titane. Ce transducteur produisait par l'échauffement harmonique en surface des pulses d'ultrasons de 30 ns, dont la puissance atteignait 10 mW/mm^2 .

Des ondes acoustiques de surface peuvent également être excitées par des méthodes d'échauffement sur un métal, et nous avons calculé leur amplitude. D'autre part, ces ondes de surface diffractent le laser utilisé pour l'excitation, ce qui rend le montage expérimental particulièrement commode.

Dans ce montage les mouvements de surface atteignaient 200 Å à 30 MHz, et convertissaient $1/100$ de la puissance laser en lumière diffractée. La loi $I_D = \alpha I_L^3$ a été vérifiée quantitativement. Des mouvements de surface à 840 MHz produits par un laser modulé ont été également détectés par la même méthode.

REFERENCES

1. L. BRILLOUIN. Ann. Phys. 17, 88 (1922)
2. R.Y. CHIAO, C.H. TOWNES, B.P. STOICHEFF
Phys. Rev. Lett. 12, 592 (1964)
3. J. WALDER, C.L. TANG. Phys. Rev. Lett. 19, 623 (1967)
4. A.A. MARADUDIN, E. BURSTEIN. Phys. Rev. 164, 1081 (1967)
5. NYE. Physical Properties of Crystals. Oxford, 1967
6. R.W. DIXON. J. Appl. Phys. 38, 5149 (1967)
7. J. REINTJES, M.B. SCHULZ. J. App. Phys. 39, 5254 (1968)
8. W.A. RILEY, W.R. KLEIN. J. Ac. Soc. Am. 42, 1258 (1967)
9. C.F. QUATE, C.D.W. WILKINSON, D.K. WINSLOW
Proc. IEEE 53, 1604 (1965)
10. G. BORRMANN. Naturwissenschaften 42, 67 (1955)
11. A. AUTHIER. Bull. Soc. Franç. Miner. Crist. 84, 51 (1961)
12. Y. LE CORRE, G. CACHIER. J. de Phys. 28, C1-84 (1967)
13. G. CACHIER, Y. LE CORRE. Phys. Lett., 24A, 225 (1967)
14. E.S. CASSEDY. Proc at the Symposium held at Delft, 1965
Pergamon Press, 1967.
15. T. TAMIR, H.C. WANG. Canad J. of Phys. 44, 2073 (1966)
16. T. TAMIR. Canad J. of Phys. 44, 2461 (1966)

17. N. BLOEMBERGEN Nonlinear optics. W.A. Benjamin, 1965
18. S.E. HARRIS, S.T.K. NIEH, D.K. WINSLOW
Appl. Phys. Lett. 12, 327 (1969)
19. R.W. DIXON. IEEE J. of Quantum Electronics QE3, 85 (1967)
20. J.G. BERGMAN, etc. Appl. Phys. Lett. 12, 92 (1968)
21. G. CACHIER, C.F. QUATE. CEDR Conference, Boulder, Co (1968)
22. M.L. REPORT n° 1667 Microwave Lab. Stanford University.
23. G.W. FARNELL. Can. J. Phys. 39, 65 (1961)
24. A.W. WARNER, M. ONOE, G.A. COQUIN J. Ac. Soc. Am. 42,
1223 (1967)
25. A. KORPEL, IEEE Ultrasonics Symposium. Cleveland 1966
26. J. HAVLICE. Thèse. Microwave Lab. Stanford (à paraître)
27. A. KOPEL, R. ADLER, B. ALPNER. Appl. Phys. Lett. 5, 86
(1964)
28. D.E. CADDES, C.F. QUATE, C.D.W. WILKINSON
Appl. Phys. Lett. 5, 86 (1964)
29. A. KASTLER C.R. Acad. Sc. Paris 259, 4233 et 4235 (1964)
30. J.L. EMMET, A.L. SCHAWLOW Phys. Rev. 170, 358 (1968)
31. B.A. AULD, J.H. COLLINS, H.R. ZAPP Proc. IEEE 56, 258 (1968)
32. N.M. KROLL J. Appl. Phys. 36, 134 (1965)
33. D.E. CADDES M.L. REPORT n° 1483 Microwave Lab. Stanford
34. A.E.H. LOVE. The mathematical theory of elasticity
35. R.M. WHITE J. Appl. Phys. 34, 2559 (1963)

36. D. POHL, I. REINHOLD, W. KAISER Phys. Rev. Lett. 20, 1141 (1968)
37. H.S. CARSLAW, J.C. JAEGER
Conduction of heat in Solids. Oxford 1959
38. J.E. BJORKHOLM, R.H. STOLEN J. Appl. Phys. 39, 4043 (1969)
39. J.C. BACRI. Thèse 3^e cycle. Laboratoire d'Ultrasons Paris 1969.
40. G. CACHIER C R Acad. Sc. Paris 265, 1442 (1967)
41. G. CACHIER. J. Ac. Soc. Am. (à paraître)
42. E.S. CASSEDY, C.R. EVANS Proc. IEEE 58, 164 (1970)
43. H. HSU, K. KAVAGE Physics of Quantum Electronics p. 207 Mc. Graw Hill, 1966
44. L. GOURNAY. J. Ac. Soc. Am. 40, 1322 (1966)
45. H.F. TIERSEN J. Appl. Phys. 40, 770 (1969)
46. D.C. AUTH, W.G. MAYER J. Appl. Phys. 38, 5138 (1967)
47. J. KROKSTAD, L.O. SVAASAND Appl. Phys. Lett. 11, 155 (1967)
48. R.E. LEE, R.M. WHITE Appl. Phys. Lett. 12, 12 (1968)
49. F.V. BUNKIN, A.A. SAMOKHIN, M.V. FEDOROV
JETP Lett 7, 337 (1968)
et JETP 29, 568 (1969)

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé

Paris, le ... 6 Juillet 19 .. 70

Le Doyen de la Faculté des Sciences
de Paris

Marc. ZAMANSKY

Vu
et permis d'imprimer

Le Recteur de l'Académie de Paris

Robert MALLET

